

SÉRIE A, N° 3010

N° D'ORDRE :

3882

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HAMLET VARTAPETIAN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PROBABILITÉS DE TRANSITION γ PAR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES RETARDÉES. APPLICATION A QUELQUES TRANSITIONS DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 avril 1957 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN.... *Président.*

R. LUCAS.... }
F. JOLIOT.... } *Examineurs.*

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—
1958

SÉRIE A, N° 3010

N° D'ORDRE :

3882

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HAMLET VARTAPETIAN

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PROBABILITÉS DE TRANSITION γ PAR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES RETARDÉES. APPLICATION A QUELQUES TRANSITIONS DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 10 avril 1957 devant la Commission d'examen.

MM. F. PERRIN... *Président.*

R. LUCAS.... }
F. JOLIOT.... } *Examineurs.*



PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1958

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. PÉRÈS.

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	AUDUBERT	T	Électrochimie.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	L'HÉRITIER	T	Génétique.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	GRIVET	T	Radioélectricité.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale	PONCIN	T	Mécanique des fluides.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	THIERY	T	Mécanique appliquée.
JOB	T	Chimie générale.	DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	QUELET	T	Chimie organique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
PÉRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.
M. CURIE	T	Physique (P.C.B.).	JUNG	T	Pétrographie.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	WIEMANN	T	Chimie organ. structurale.
Jacques BOURGAULT.	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.
PLANTFOL	T	Botanique.	VASSY		Physique de l'atmosphère
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	DESTOUCHES		Théories physiques.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	M. PRUVOST	T	Géologie.
ROULIAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	AMIEL	T	Chimie (P.C.B.).
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	HOGART	T	Minéralogie.
WYART	T	Minéralogie.	J.-P. MATHIEU ..	T	Physique (P.C.B.).
TEISSIER	T	Zoologie.	COUTEAUX	T	Biologie animale (P.C.B.)
MANGENOT	T	Biologie végétale.	MAY		Biologie animale (P.C.B.)
P. AIGER	T	Physique quantique et Relativité.	CHOCQUET	T	Calcul diff. et intégral.
MONNIER	T	Physiologie des fonctions.	FEIDMANN		Biologie (P.C.B.).
PIVETEAU	T	Géologie.	GUINIER	T	Physique (P.C.B.).
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	JOST	T	Biologie (P.C.B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	FORTET	T	Calcul des probabilités.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	SCHWARTZ	T	Méthodes mathématiques de la Physique.
FAVARD	T	Mécanique générale.	CHOUARD	T	Physiologie végétale.
COULOMB	T	Physique du Globe.	MALAVARD	T	Aviation.
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (P.C.B.)	BRELOT	T	Calcul différentiel.
CORÉTIEN	T	Chimie minérale.	NORMANT	T	Chimie (P.C.B.).
P. DRACH	T	Zoologie.	BÉNARD	T	Chimie (P.C.B.).
KASTLER	T	Physique.	RUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
EPHROSSI	T	Génétique.	DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	GELOSO		Chimie (S.P.C.N.).
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.).	SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.)	ULRICH	T	Physiologie végétale.
LUCAS	T	Physique.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appl.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
ARNULF	T	Optique appliquée.	CHADEFAUD		Botanique.
M. MORAND	T	Physique.	DESTRIAU		Physique (M.P.C.).
SOLLEILLET	T	Physique.	M ^{lle} LE BRETON ..		Physiologie générale.
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	SALEM		Mathématiques générales.
DANJON	T	Astronomie.	LELONG	T	Mathématiques générales.
FROMAGEOT	T	Chimie biologique.	DEVILLERS		Anatomie et Histologie comparées.
LAPORTE	T	Physique générale et Radioactivité.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
JANET	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	FRANÇON		Physique (M.P.C.).
PETIT	T	Biologie maritime.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.).
GALLIEN	T	Embryologie.	PISOT	T	Calcul des probabilités.
EICHHORN	T	Biologie végétale (P.C.B.)	F. ROCH		Géologie.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (P.C.B.)	SCHATZMANN		Astrophysique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie physique.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
TUELIER	T	Physique du Globe.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
			JOLIOT	T	Physique nucléaire et radioactivité.

Secrétaire Général C. MONIER.

A LA MÉMOIRE DU PROFESSEUR IRÈNE JOLIOT-CURIE

Hommage de profonde reconnaissance.

A MONSIEUR LE PROFESSEUR F. JOLIOT

Hommage respectueux.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

A LA MÉMOIRE DE MON GRAND-PÈRE HOVANNÈS YESSAYAN

A MES PARENTS

Nous avons effectué ce travail au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium sous la direction du Professeur Irène Joliot-Curie à la mémoire de laquelle vont mes sentiments de reconnaissance pour les conseils et les encouragements qu'elle m'a prodigués et l'accueil qu'elle m'a fait dans son laboratoire.

Je tiens à remercier M. le Professeur Joliot pour les conseils qu'il m'a donnés et l'intérêt qu'il a manifesté pour ce travail en cours de réalisation.

Cette étude fait partie d'un ensemble de recherches effectuées au laboratoire avec mes camarades L. Dick, R. Foucher et N. Perrin auxquels vont mes remerciements pour leur amicale collaboration.

Je remercie également M. Maurice Jean avec qui j'ai eu de nombreuses discussions empreintes de sympathie sur les possibilités d'interprétation des résultats.

Je remercie enfin tous les chercheurs et techniciens du laboratoire pour leur aide amicale.

Le Centre National de la Recherche Scientifique m'a accordé une bourse qui m'a permis de poursuivre ces études.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PROBABILITÉS DE TRANSITION γ PAR LA MÉTHODE DES COINCIDENCES RETARDÉES

APPLICATION A QUELQUES TRANSITIONS DIPOLAIRES ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES

PAR HAMLET VARTAPETIAN

INTRODUCTION

Différentes méthodes permettent de déterminer les caractéristiques des niveaux excités et la nature des transitions γ . Parmi celles-ci la conversion interne et les corrélations angulaires sont particulièrement utiles. Ces deux méthodes permettent en général d'atteindre directement les propriétés des niveaux et ceux des rayonnements de désexcitation sans faire intervenir la structure du noyau.

Au contraire les probabilités de transition γ , tout en étant liées fortement à la multipolarité des rayonnements, dépendent des éléments de matrice nucléaire.

Si l'on désire obtenir des informations sur la structure nucléaire, l'étude des probabilités de transition γ présente un intérêt certain, dans la mesure toutefois où il est possible d'effectuer des confrontations précises avec la théorie.

Les récents progrès théoriques des modèles nucléaires, en particulier le modèle de Bohr et Mottelson, l'utilisation de calculatrices électroniques en physique nucléaire théorique apportent des informations précises sur la structure des noyaux (calcul des fonctions d'ondes des niveaux et des moments multipolaires).

L'étude des probabilités de transition γ permet ainsi d'éprouver la validité des représentations actuelles des modèles nucléaires.

Notre travail expérimental porte sur l'étude des transitions dipolaires électriques dans les noyaux déformés de ^{175}Lu , ^{175}Hf , ^{223}Ra et UX_2 et sur les transitions dipolaires magnétiques dans le ^{131}Cs et UX_2 . L'exposé de la méthode de mesure des périodes des niveaux excités, la descrip-

tion de l'appareillage de coïncidences rapides et les résultats obtenus, font l'objet des chapitres II, III et IV.

Il nous a semblé utile de rassembler les résultats expérimentaux connus actuellement sur les transitions dipolaires électriques dans les noyaux impairs. Cette confrontation n'a pas encore été entreprise systématiquement.

Le chapitre premier résume les principaux points théoriques relativement aux probabilités de transition et aux modèles nucléaires.

CHAPITRE PREMIER

Généralités sur les probabilités de transition γ .

I. — Les probabilités de transition γ .

Le calcul des probabilités de transition montre (55) (71) (85) que celles-ci dépendent non seulement de la multipolarité et de l'énergie de la transition, mais aussi de la structure détaillée du noyau émetteur.

1^o PRINCIPE DU CALCUL. — Weisskopf considère le champ électromagnétique émis par une distribution de charges et de courants qui varie avec le temps. La radiation émise est caractérisée par le moment angulaire L porté par chaque quantum d'énergie $\hbar\omega$. On peut exprimer d'une manière classique l'énergie électromagnétique $U(L)$ émise par unité de temps. La probabilité d'émission γ (nombre de photons $\hbar\omega$ émis par unité de temps) sera alors $P(L) = \frac{U(L)}{\hbar\omega}$.

On peut considérer séparément l'énergie des ondes électriques (E) et magnétiques (M); on obtient ainsi les probabilités de transition électrique ou magnétique :

$$(1) \quad P(L) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{L+1}{L(2L+1)!^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [Q_{LM} \text{ ou } M_{LM}]^2$$

où Q_{LM} et M_{LM} sont les moments multipolaires électriques et magnétiques d'ordre LM . Les moments sont liés aux densités de charges et de courants du système émetteur (15).

En réalité la source de radiation est un système quantique plutôt qu'une distribution classique de courants et de charges. Pour traiter le problème dans ce cas, on peut utiliser la formule de la probabilité de transition par unité de temps, donnée par la théorie des perturbations :

$$(2) \quad P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle \psi_f | H' | \psi_i \rangle |^2 \frac{dN}{dE}$$

où H' est l'hamiltonien d'interaction dans la transition considérée qui

s'effectue entre les états initial et final du noyau donnés par les fonctions d'ondes ψ_i et ψ_f ; $\frac{dN}{dE}$ étant le nombre d'états finals possibles par unité d'intervalle d'énergie.

En considérant toujours l'émission de la radiation de nature σ (E ou M), de moment angulaire L et d'énergie $\hbar\omega$ on obtient la probabilité de transition :

$$(3) \quad P_{\sigma}(L) = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B_{\sigma}(L),$$

le terme $B_{\sigma}(L)$ est la probabilité réduite de transition. C'est le seul terme de l'équation qui dépend des détails de la structure nucléaire. On a :

$$B_{\sigma}(L) = | \langle \psi_f | \mathfrak{M}_{LM}^{\sigma} | \psi_i \rangle |^2$$

où

$$\langle \psi_f | \mathfrak{M}_{LM}^E | \psi_i \rangle = Q_{LM} \quad \text{et} \quad \langle \psi_f | \mathfrak{M}_{LM}^M | \psi_i \rangle = M_{LM}$$

sont les moments multipolaires électriques et magnétiques du système quantique. Les $\mathfrak{M}_{LM}^{\sigma}$ sont les opérateurs multipolaires qui sont liés à l'hamiltonien d'interaction H' (67).

Pour avoir une estimation des moments multipolaires, et ainsi des probabilités de transition, il est nécessaire d'adopter un modèle nucléaire. Inversement la connaissance des probabilités de transition apportera des renseignements sur la structure nucléaire.

2° FORMULE DE WEISSKOPF. — Elle est obtenue en partant du modèle de la particule indépendante. On considère la transition dans laquelle un seul proton change d'état. Le proton se meut dans un potentiel central dû aux autres nucléons. Les opérateurs multipolaires $\mathfrak{M}_{LM}^{\sigma}$ sont ceux d'un simple proton (55) et on prend pour fonction d'ondes ψ_i et ψ_f celles du proton dans les états i et f . On obtient les formules suivantes (55) :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} P_{\gamma E}(L) = \frac{4,4(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}} \right)^{2L+1} \cdot a(\text{en } 10^{-13} \text{ cm})^{2L} \cdot 10^{21} \cdot S \cdot Q_{EL}^2 \\ \text{et :} \\ P_{\gamma M}(L) = \frac{0,19(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\hbar\omega}{197 \text{ MeV}} \right)^{2L+1} \cdot a^{2L-2} \cdot 10^{21} \cdot S \cdot M_{M1}^2 \\ \text{avec la règle de sélection :} \\ L \geq |l_i - l_f| . \end{array} \right.$$

$M_{M1} = |\mu|$ sera appelé le moment magnétique dipolaire « ordinaire » de la transition.

S est le facteur statistique (55).

En prenant un potentiel constant à l'intérieur du noyau sphérique ($r < a$) et nul à l'extérieur on a les formules condensées suivantes

calculées par Moszkowski avec $\mu_p = 2,79$ magnétons nucléaires, $a = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ cm et E_γ en MeV :

$$(5) \quad \begin{cases} P_{(E1)} = 1,5 \cdot 10^{14} \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^3 \cdot S & P_{(E2)} = 1,6 \cdot 10^8 \cdot A^{4/3} \cdot E_\gamma^5 \cdot S \\ P_{(M1)} = 2,8 \cdot 10^{13} \cdot E_\gamma^3 \cdot S & P_{(M2)} = 1,2 \cdot 10^8 \cdot A^{2/3} \cdot E_\gamma^5 \cdot S \end{cases}$$

3° CONFRONTATION AVEC L'EXPÉRIENCE. — Goldhaber et Sunyar (34) ont confronté les résultats théoriques et expérimentaux sur les vies moyennes de transitions isomériques. D'une manière générale les transitions observées ($E_1 \dots E_5$; $M_1 \dots M_4$) ont des probabilités égales (à un certain facteur près $\lesssim 10$), ou inférieures à celles obtenues par les formules précédentes.

Parmi les transitions qui présentent une certaine régularité, les M_4 sont en bon accord avec la formule de Weisskopf. Les transitions E_1 sont 10^3 à 10^7 fois plus lentes que ne l'indique la formule (5). Un groupe de transitions M_1 ont des probabilités (24) (35) de l'ordre de quelques 10^2 fois inférieures à $P(M_1)$ (5). Par contre un nombre important de transitions E_2 dans les noyaux déformés ont des probabilités de l'ordre de 10^2 fois supérieures à $P(E_2)$ (5). Ces écarts aux formules de Weisskopf, s'interprètent actuellement soit en apportant des corrections dans le cadre du modèle des couches (transitions M_1), soit en considérant le modèle collectif des noyaux (transitions E_2 et E_1).

II. — Transitions M_1 interdites.

La formule (4) qui donne la probabilité M_1 est valable si $L \geq |l_i - l_f|$. Les transitions M_1 qui s'effectuent entre des niveaux qui présentent un $\Delta l = 2$ sont interdites. On observe néanmoins ces transitions avec une probabilité beaucoup plus faible que dans le cas $\Delta l = 0$. On peut donner une double explication de la présence de telles transitions interdites M_1 . Considérons la formule (2). Si l'hamiltonien d'interaction H' est celui de la formule de Weisskopf (opérateur dipôle magnétique ordinaire), pour trouver une probabilité non nulle, on doit admettre que les fonctions d'ondes $\psi_{i,f}(\Delta l_{i,f} = 2)$ ne sont pas les seules présentes. Il doit y avoir en plus des fonctions d'ondes de configurations pour lesquelles on a $\Delta l = 0$ (66) (83). Au contraire si on admet que le modèle en couches s'applique avec des $\psi_{i,f}$ pures, il faut modifier H' on ajoute alors à l'opérateur dipolaire « ordinaire » des termes d'interactions qui traduisent la non-additivité des moments des nucléons (14) (65) (68). On obtient ainsi un terme additionnel non nul pour la probabilité de transition.

III. — *Le modèle collectif. Transitions E_2 « rapides » et E_1 .*

Dans le modèle en couches, on suppose que les nucléons se meuvent dans un champ moyen dû à l'action de tous les autres nucléons; ce champ étant isotrope et statique. Les mouvements des nucléons et celui de la surface sphérique d'équilibre sont sensiblement indépendants (couplage faible). Lorsque le nombre des particules en dehors des couches magiques augmente, le noyau se déforme. Le couplage entre les mouvements des nucléons individuels et les mouvements collectifs augmente. Si on est dans la situation du couplage fort (16) (grande déformation), la surface nucléaire (ellipsoïdale en général, qui a atteint un état d'équilibre, présente une certaine stabilité dans son orientation. On peut alors, comme le montre l'expérience, et par analogie avec les molécules, considérer séparément trois mouvements auxquels correspondent trois types d'excitation du noyau :

- Le mouvement intrinsèque des nucléons dans le champ déformé, supposé fixe, du noyau (niveaux de particules, courbes de Nilsson) ;
- et les deux mouvements collectifs de rotation (niveaux de rotation) et de vibration (niveaux de vibration), qui n'affectent pas la structure intrinsèque des nucléons.

Dans le cas où le noyau déformé a un axe de symétrie, le vecteur moment angulaire total $\vec{j}$ des particules a un mouvement de précession rapide autour de l'axe de symétrie; sa projection Ω sur cet axe reste constante. Le moment angulaire nucléaire total $\vec{I}$ défini par ses projections M sur un axe fixe et K sur l'axe de symétrie est la somme de $\vec{j}$ et du moment angulaire collectif de rotation $\vec{R}$.

Chaque « niveau de particule » est caractérisé par la projection Ω de $\vec{j}$. Dans l'état fondamental où $\vec{R} = 0$, $\Omega = K = I$. Lorsque $\vec{R} \neq 0$ apparaissent les niveaux de rotation de la famille $K = \Omega = I$ (ils ont la même parité que le fondamental).

1° NIVEAUX DE ROTATIONS. TRANSITIONS E_2 ET $M_1 + E_2$. — *Dans les noyaux pair-pair.* — Le spin du niveau fondamental est $I_0 = 0$. Les niveaux de rotation ont les spins $I = 2, 4, 6, \dots$. Le premier niveau $I = 2$ se désexcite par émission d'un rayonnement E_2 pur. C'est un « E_2 de rotation » qui a une probabilité de l'ordre de 100 fois plus élevée que celle d'un E_2 de simple particule (formule de Weisskopf) et ceci à cause du grand moment quadrupolaire Q des noyaux déformés.

Dans les noyaux impairs. — Les niveaux de rotation qui appartiennent au niveau de particule $\Omega = K = I_0$ ont les spins $I_0, I_0 + 1, I_0 + 2 \dots$ (cas où $\Omega \neq 1/2$) et toujours la même parité que le fondamental. Le niveau $I_0 + 1$ peut se désexciter par émission de rayonnements M_1 et E_2 . Bohr et Mottelson (16) ont calculé les probabilités de transition M_1 et E_2 de ces niveaux. On peut voir qu'il est possible d'obtenir des rayonnements fortement mélangés $M_1 + E_2$. Ceci caractérise la désexcitation des niveaux de rotation.

2° NIVEAUX DE PARTICULE DANS UN CHAMP DÉFORMÉ FIXE. — Dans l'approximation du couplage fort, les niveaux d'énergie des particules (qui correspondent aux niveaux du modèle de Jensen-Mayer) sont obtenus en considérant le mouvement d'une particule dans le champ déformé du noyau, qu'on suppose fixe (ou très lentement variable).

Nilsson (57) prend pour hamiltonien H de la simple particule la valeur $H = H_0 + C \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} + D l^2$ où H_0 est séparable en deux termes, l'un $\bar{H}_0$ présentant la symétrie sphérique et l'autre H_δ proportionnel au facteur de déformation δ , le terme en $\vec{l} \cdot \vec{s}$ représente le couplage spin orbite habituel, le terme en l^2 est une correction au potentiel d'oscillateur utilisé (il abaisse les états de grand moment angulaire). Pour la déformation $\delta = 0$ il doit retrouver les niveaux du modèle en couches. Nilsson ajuste C et D pour obtenir les niveaux proposés par Klinkenberg (43).

Cas des dipôles électriques E_1 . — Dans le modèle en couches, la parité est la même pour toutes les orbites d'une couche donnée, sauf éventuellement pour les couches 4 (pair) et 5 (impair) où sont présentes les orbites $h_{11/2}$ (impair) et $i_{13/2}$ (pair); mais dans ce cas les moments angulaires diffèrent d'au moins 2. Les niveaux nucléaires de faible énergie appartenant à une même couche, on n'observera donc pas entre ces niveaux de transitions E_1 .

Dans le modèle de Nilsson, dans l'état de déformation δ , les orbites $h_{11/2}$ et $i_{13/2}$ donnent plusieurs niveaux avec :

$\Omega = 11/2 -, 9/2 -, \dots 1/2 -$ et $\Omega = 13/2 +, 11/2 + \dots 1/2 +$. Ainsi les moments angulaires entre deux niveaux de parité opposée situés dans une même couche, peuvent avoir une différence inférieure à 2 et les transitions E_1 de faible énergie deviennent possible (cas du ^{175}Lu et de ^{177}Hf).

Le calcul des probabilités de transition s'effectue à l'aide de la formule (3), à condition de prendre les fonctions d'ondes du mouvement intrinsèque des nucléons dans les deux états (i, f) (fonctions d'ondes de Nilsson).

3° RAPPORTS D'EMBRANCHEMENT. — Alaga et autres (2) ont calculé le rapport d'embranchement des transitions (L) partant d'un niveau de particule ($\Omega_i = K_i = I_i$) vers deux niveaux (f et f') d'une même famille de rotation (K_f). Ils obtiennent pour les rapports des probabilités réduites B_σ , de transition :

$$(6) \quad \frac{B_\sigma(L, I_i \rightarrow I_f)}{B_\sigma(L, I_i \rightarrow I_{f'})} = \frac{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i L K_i K_f - K_i | I_i L I_{f'} K_f \rangle^2},$$

$\langle | \rangle$ étant les coefficients de Clebsch-Gordan. Cette formule est valable dans l'approximation du couplage fort, lorsque les mouvements des nucléons et de rotation sont séparés, c'est-à-dire lorsque la fonction d'onde est :

$$\Psi = \chi_{\text{nucléon}} \cdot \mathcal{O}_{\text{rotation}}.$$

IV. — Détermination des probabilités partielles γ .

1) *Le niveau nucléaire se désexcite* par émission d'un seul rayonnement de multipolarité unique et de coefficient de conversion α . On mesure expérimentalement la période $T_{1/2}$ du niveau. La probabilité de transition γ sera :

$$P_\gamma = \frac{1}{\tau_\gamma} = \frac{0,7}{T_{1/2}(1 + \alpha)}.$$

2) *Le rayonnement de désexcitation* est un mélange E + M. On peut déterminer les probabilités partielles γ , E et M.

Soit α_{0j} le coefficient de conversion dans la couche j obtenu expérimentalement. Casimir (19) a montré que le rapport des intensités γ non convertis des termes purs E et M est :

$$\frac{\gamma_E}{\gamma_M} = \frac{\alpha_{0j} - \alpha_{Mj}}{\alpha_{Ej} - \alpha_{0j}}.$$

α_{Mj} et α_{Ej} sont les coefficients de conversion théoriques, dans la couche j des rayonnements M et E. On obtient alors les probabilités partielles γ , E et M par les relations :

$$(7) \quad P_\gamma(M) = \frac{1}{\tau_{\gamma(M)}} = \frac{0,7}{T_{1/2}(1 + \alpha) \left(1 + \frac{\gamma_E}{\gamma_M} \right)}.$$

α étant le coefficient de conversion total du rayonnement mélangé considéré (Application de cette formule aux rayonnements $E_1 + M_2$, chap. V).

CHAPITRE II

Mesure des périodes par la méthode des coïncidences retardées.

I. — *Principe de la méthode.*

Nous avons deux détecteurs à scintillations reliés à un circuit de coïncidences dans lequel on peut introduire des retards. Les deux détecteurs reçoivent des rayonnements d'énergie déterminée.

1° CAS DE DEUX RAYONNEMENTS ÉMIS SIMULTANÉMENT PAR LA SOURCE S. — Les deux rayonnements d'énergie E_a et E_b donnent à la sortie d'un ensemble cristal scintillateur-phototube (PM) deux impulsions qui présentent une certaine largeur. Ces impulsions qui peuvent être volontairement retardées, actionnent le système de coïncidence qui délivre ou non une impulsion. On trace la courbe du nombre de coïncidences, pendant un temps donné, en fonction des retards introduits dans les deux voies. Cette courbe est appelée « courbe de résolution » de l'appareil.

Dans certaines conditions (paragraphe III) la largeur à demi-hauteur de la courbe de résolution donne le « temps de résolution » du circuit (2τ).

2° LES DEUX RAYONNEMENTS NE SONT PAS ÉMIS SIMULTANÉMENT. — Supposons que le niveau E_b se désexcite avec une période $T_{1/2}$. La courbe de résolution obtenue toujours en portant le nombre des coïncidences en fonction des retards (a , b) a une position et une forme différentes de celle tracée dans le cas où les mêmes rayonnements E_a et E_b sont émis simultanément.

D'après Newton et Bay (5) (56), on peut atteindre la période $T_{1/2}$ soit par l'étude directe de la nouvelle courbe de résolution (en particulier de la pente d'une des branches de la courbe), soit en déterminant la distance des centres de gravité des deux courbes (paragraphe III).

II. — *Conditions limites d'utilisation du système de coïncidence.*

On atteint, ainsi, les périodes d'états excités par la mesure de la pente d'une des branches de la courbe de résolution (tracée dans le cas où la période existe). Nous serons dans les meilleures conditions pour effectuer la mesure (ou pour mesurer des périodes très courtes), si les pentes de la courbe « sans période » ($T_{1/2} = 0$) sont infinies; c'est-à-dire si la courbe de résolution est un rectangle. On se rapproche d'autant plus de cette forme que les fluctuations d'apparition des impulsions

correspondant aux rayonnements étudiés sont faibles. Ces fluctuations sont essentiellement de deux types.

1° FLUCTUATIONS DE POST ET SCHIFF (62). — Soit T la vie moyenne de la fluorescence du cristal scintillateur utilisé, et R le nombre de photoélectrons créés à la photocathode du PM, par un rayonnement qui perd une énergie E dans le cristal. D'après Post et Schiff, la fluctuation du temps d'apparition du $Q^{\text{ième}}$ photoélectron à la photocathode du PM est :

$$\nu^{1/2} = \frac{T}{R} \sqrt{Q} \quad \text{si} \quad Q \ll R$$

le temps moyen d'apparition du $Q^{\text{ième}}$ photoélectron étant :

$$\bar{t} = \frac{Q}{R} T.$$

Le nombre R dépend de l'énergie E , du coefficient C_E de conversion énergie perdue E — nombre de photons lumineux créés dans le cristal, de la collection de ces photons lumineux vers le PM, et de la sensibilité photoélectrique de la photocathode du PM (coefficient de conversion C_{ph} des photons lumineux en électrons). Posons $R = k \cdot E$ (E en keV), k est le nombre de photoélectrons créés par keV d'énergie perdue dans le cristal. On a alors :

$$\nu^{1/2} = \frac{T \cdot \sqrt{Q}}{k \cdot E}.$$

Il est nécessaire que cette fluctuation soit minimum. Pour un rayonnement d'énergie E et un cristal scintillateur (T) donnés ce sera le cas si :

1) $Q = 1$, c'est-à-dire si on travaille avec le premier photoélectron et si :

2) k est maximum on utilisera un cristal ayant un bon coefficient C_E et un PM dont la photocathode est très sensible (C_{ph} maximum).

2° FLUCTUATION DU TEMPS DE TRANSIT DU PM. — Par le processus de multiplication des électrons sur les dynodes, on obtient à l'anode du PM un flot d'électrons qui donnent une impulsion. Tous les électrons ne mettent pas le même temps pour traverser le PM. Il y a une fluctuation du temps de transit, soit Δt_f . Ce Δt_f dépend du type de PM utilisé, de la haute tension appliquée entre les dynodes, et de la surface utile de la photocathode. On agit en général sur les deux premières conditions pour réduire Δt_f (voir application, chap. III, paragraphe 1).

III. — Mesure des périodes. Calcul des courbes de résolution (26).

On désire calculer la forme exacte des courbes de résolution, avec et sans période, d'un système de coïncidence ayant un temps de résolution $2\tau = 2\Delta t$, pour des rayonnements d'énergie E_a et E_b , et des détec-

teurs (cristal + PM) de paramètres $T, k, \Delta t_f$. La comparaison et l'étude de ces courbes donnent les conditions dans lesquelles peuvent s'effectuer la mesure des périodes des niveaux nucléaires. On peut également à l'aide de ces courbes déterminer certaines grandeurs qui interviennent dans les circuits de coïncidences ($k, \Delta t_f$, rendements de coïncidence, pente des branches des courbes de résolution).

1° COURBES DE RÉOLUTION « INSTANTANÉES » ($T_{1/2} = 0$). — **A)** *On néglige la fluctuation du temps de transit* ($\Delta t_f = 0$). — Soit deux rayonnements d'énergie E_a et E_b . Les probabilités d'apparition du premier photoélectron au temps t sont données par la formule de Post et Schiff :

$$P_a(t) = \frac{1}{T_a} e^{-\frac{t}{T_a}} \quad \text{et} \quad P_b(t) = \frac{1}{T_b} e^{-\frac{t}{T_b}}$$

avec :

$$T_{a,b} = \frac{T_{\text{(cristal)}}}{kE_{a,b}}$$

($T_{a,b}$: vie moyenne de la fluorescence rapportée à un photoélectron).

Soit $2\Delta t$ le temps de résolution du circuit de coïncidence (la possibilité d'obtenir un Δt donné, dépend de la largeur des impulsions formées et du circuit de coïncidence). Il y a coïncidence quand le temps qui sépare les deux impulsions a et b est $\leq \Delta t$.

On cherche la probabilité totale de coïncidence lorsqu'on retarde de t_n une voie par rapport à l'autre (nombre des impulsions de coïncidence avec un retard t_n) (26). Cette probabilité sera dans les trois domaines :

$$\begin{aligned} -\infty < t_n < -\Delta t & \quad P(t_n, \Delta t) = \frac{T_a}{T_a + T_b} \left[e^{\frac{t_n + \Delta t}{T_a}} - e^{\frac{t_n - \Delta t}{T_a}} \right] \\ -\Delta t \leq t_n \leq \Delta t & \quad P(t_n, \Delta t) = 1 - \frac{T_a}{T_a + T_b} e^{\frac{t_n - \Delta t}{T_a}} - \frac{T_b}{T_a + T_b} e^{\frac{-t_n - \Delta t}{T_b}} \\ \Delta t < t_n < \infty & \quad P(t_n, \Delta t) = \frac{T_b}{T_a + T_b} \left[e^{\frac{-t_n + \Delta t}{T_b}} - e^{\frac{-t_n - \Delta t}{T_b}} \right]. \end{aligned}$$

On peut représenter la courbe de résolution $P(t_n, \Delta t)$ à l'aide d'exponentielles et d'un rectangle de côté $2\Delta t$ et de hauteur 1 (figure 3 avec $T_x = 0$).

On peut voir que le centre de gravité G de la surface de la courbe de résolution $P(t_n, \Delta t)$ n'est pas toujours situé sur l'axe du rectangle. Sa position (T_G , par rapport à O) dépend de T_a et T_b (c'est-à-dire de l'énergie des rayonnements a, b). On montre que $T_G = |T_a - T_b|$.

B) Action de la fluctuation du temps de transit (Δt_f). — Il faut adopter une courbe de fluctuation. Pour faciliter les calculs nous avons utilisé un rectangle de largeur Δt_f (la courbe exacte doit se rapprocher d'un triangle ou d'une courbe de Gauss). Au niveau de la coïncidence,

la fluctuation sera la composition de deux rectangles de largeur Δt_f , soit un triangle de largeur à demi-hauteur égale à Δt_f , que nous représenterons par $T(t_n, \Delta t_f)$. Pour obtenir la courbe de résolution qui doit être comparée à la courbe expérimentale, il faut effectuer le produit de composition du triangle $T(t_n, \Delta t_f)$ avec la courbe $P(t_n, \Delta t)$ décomposée en rectangle et en exponentielles.

Action de $T(t_n, \Delta t_f)$ sur un rectangle.

On obtient deux arcs inversés de parabole (fig. 1 (a)), dont les équations par rapport à $t_n = 0$ sont :

$$t_n \text{ négatif : } \frac{t_n^2}{2\Delta t_f^2} + \frac{t_n}{\Delta t_f} + \frac{1}{2};$$

$$t_n \text{ positif : } -\frac{t_n^2}{2\Delta t_f^2} + \frac{t_n}{\Delta t_f} + \frac{1}{2}.$$

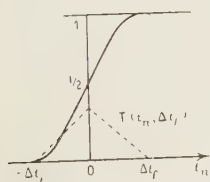


Fig. — 1 a.

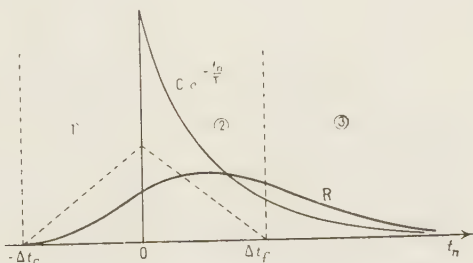


Fig. 1 b.

Action de $T(t_n, \Delta t_f)$ sur une exponentielle : $C \cdot e^{-\frac{t_n}{T}}$. On doit considérer trois domaines (fig. 1 (b)).

On obtient les équations suivantes :

$$\begin{aligned} (1) \quad -\Delta t_f \leq t_n \leq 0 \quad R &= C \cdot e^{-\frac{t_n}{T}} \left[\frac{T^2}{\Delta t_f^2} \left(-e^{\frac{t_n}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} \right) + \frac{T}{\Delta t_f} e^{\frac{t_n}{T}} \left(1 + \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) \right] \\ (2) \quad 0 \leq t_n \leq \Delta t_f \quad R &= C \cdot e^{-\frac{t_n}{T}} \left[\frac{T^2}{\Delta t_f^2} \left(e^{\frac{t_n}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} - 2 \right) + \frac{T}{\Delta t_f} e^{\frac{t_n}{T}} \left(1 - \frac{t_n}{\Delta t_f} \right) \right] \\ (3) \quad t_n \geq \Delta t_f \quad R &= C \cdot e^{-\frac{t_n}{T}} \left[\frac{T^2}{\Delta t_f^2} \left(e^{\frac{\Delta t_f}{T}} + e^{-\frac{\Delta t_f}{T}} - 2 \right) \right] = C' \cdot e^{-\frac{t_n}{T}}. \end{aligned}$$

On recompose alors graphiquement ces différentes fonctions pour obtenir $P(t_n, \Delta t, \Delta t_f)$ qui est la « courbe de résolution instantanée avec fluctuation ».

Nous allons envisager trois cas :

Les rayonnements a et b sont très énergiques. — T_a et T_b sont telles que pour le plus faible retard t_n introduit sur l'une des voies : $e^{-t_n/T_{a,b}} \sim 0$ (cas des γ de 510 keV du Na^{22} , avec INa(Tl)). Les exponentielles étant nulles, la courbe $P(t_n, \Delta t)$ se réduit à un rectangle de largeur $2\Delta t$. La courbe $P(t_n, \Delta t, \Delta t_f)$ obtenue alors en faisant agir $T(t_n, \Delta t)$ sur ce rectangle est représentée figure 2.

C'est la courbe de résolution limite obtenue avec un circuit ouvert à $2\Delta t$ et un PM ayant une fluctuation Δt_f . Si $\Delta t \geq \Delta t_f$ la largeur à demi-hauteur est égale à $2\Delta t$: « temps de résolution du circuit de coïncidence ». On peut constater que les branches des courbes de résolution tracées à divers Δt restent toujours parallèles ; c'est ce que montre l'expérience (voir chap. III « Résultats »).



Fig. 2.

On peut dans certaines conditions déduire la fluctuation Δt_f de l'analyse de la courbe $P(t_n, \Delta t, \Delta t_f)$. En effet si :

— $\Delta t = \Delta t_f$, la largeur à demi-hauteur est $2\Delta t = 2\Delta t_f$ et le rendement de coïncidence est juste égal à 1. En pratique il suffira de faire varier $2\Delta t$ pour atteindre un rendement de 99 p. 100, alors $\Delta t_{\text{mesuré}} = \Delta t_f$.

— $2\Delta t = \Delta t_f$, on peut voir que le rendement tombe à 75 p. 100 et la largeur de la courbe de résolution mesurée toujours à 50 p. 100 du nombre total de coïncidences est égale à Δt_f .

Tracées sur papier logarithmique, les branches de la courbe figure 2 peuvent être confondues avec des droites. On peut faire correspondre aux pentes P de ces droites une période fictive $P_{1/2} = L_2 \cdot \left(\pm \frac{1}{P}\right)$.

Les rayonnements a et b ont des « périodes d'apparition » comparables à $P_{1/2}$. — On appelle « période d'apparition » les quantités $T_{1/2a} = L_2 \cdot T_a = L_2 \cdot \frac{T}{kE_a}$ et $T_{1/2b} = L_2 \cdot \frac{T}{kE_b}$ où T est la vie moyenne de la fluorescence du cristal. On doit alors tenir compte des exponentielles (a et b) dans la courbe de résolution $P(t_n, \Delta t, \Delta t_f)$.

D'une manière générale, si on admet que la fluctuation Δt_f est représentée par un rectangle, après le retard $t_n = \Delta t + \Delta t_f$ on obtient l'exponentielle pure e^{-t/T_b} ou e^{-t/T_a} (fig. 3 et 1 (b)). Tracées sur papier logarithmique, ces exponentielles donnent des droites et des pentes de ces droites on tire T_a et T_b .

Dans les cas où $T_{1/2a}$ et $T_{1/2b}$ sont de l'ordre de $P_{1/2}$, après $\Delta t + \Delta t_f$ le nombre de coïncidences est très faible aussi les droites obtenues sont tracées à l'aide de points situés dans le domaine $\Delta t + \Delta t_f$. Les périodes tirées des pentes de ces droites ($\tau_{1/2a}$ et $\tau_{1/2b}$) sont alors supérieures aux « périodes d'apparition » calculées à partir de la formule de Post et Schiff ($T_{1/2a}$ et $T_{1/2b}$) (77).

Les rayonnements a et b sont de faible énergie ($T_{1/2a} \gg P_{1/2}$). — Après le retard $t_n = \Delta t + \Delta t_f$ on obtient les exponentielles pures $e^{-t/T_{a,b}}$ et le nombre de coïncidences est encore important. On peut mesurer dans ces conditions T_a et T_b avec une bonne précision et par suite $k_a = \frac{T}{T_{aE_a}}$ et k_b et vérifier qu'on travaille bien avec le premier photoélectron (chap. III, Résultats ^{102}Rh).

2° COURBES DE RÉOLUTION AVEC PÉRIODE. — Nous admettons que le niveau E_b a une période $T_{1/2x}$ (vie moyenne T). Pour le rayonnement E_a on a toujours pour probabilité d'apparition du premier photoélectron $P_a(t) = \frac{1}{T_a} e^{-t/T_a}$. Pour le rayonnement b , la nouvelle probabilité s'obtient en effectuant le produit de composition de deux probabilités : celle qu'a le rayonnement b d'être émis à un temps t' après le rayonnement a à cause de la vie moyenne T_x du niveau excité soit :

$$\frac{1}{T_x} e^{-t'/T_x}$$

et celle de Post et Schiff :

$$P_b(t) = \frac{1}{T_b} e^{-t/T_b},$$

on trouve :

$$P_{bx}(t) = \frac{1}{T_x - T_b} \left[e^{-\frac{t}{T_x}} - e^{-\frac{t}{T_b}} \right].$$

On calcule alors comme précédemment la « courbe de résolution sans fluctuation » $P(t_n, \Delta t)$ à partir de ces deux lois de probabilité $P_a(t)$ et $P_{bx}(t)$. Les formules montrent (26) qu'on peut encore décomposer $P(t_n, \Delta t)$ en rectangle ($2\Delta t$) et exponentielles (fig. 3, cas $T_x > T_b$).

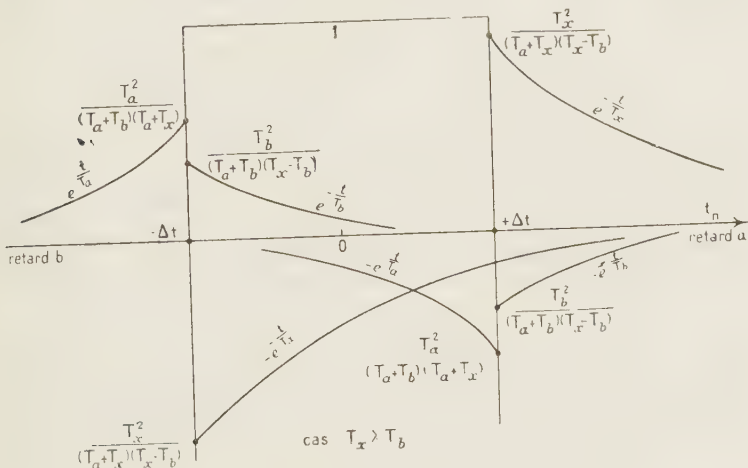


Fig. 3.

En appliquant sur toutes les fonctions représentées figure 3 la fluctuation triangulaire $T(t_n, \Delta t_f)$ on obtient la « courbe de résolution avec fluctuations et avec période ».

Envisageons deux cas :

La période du niveau b est $T_{1/2x} > 2\tau_{1/2b}$. — $\tau_{1/2b}$ est comme nous l'avons vu la période tirée de la pente (côté b) de la courbe de résolution instantanée (a, b) ($\tau_{1/2b}$ pouvant d'ailleurs, suivant l'énergie E_b , être égale à $P_{1/2}$ ou $T_{1/2b}$).

Lorsqu'on retarde le rayonnement a (fig. 3, $t_n > 0$), rapidement l'exponentielle e^{-t/T_x} devient prépondérante. Tracée sur papier logarithmique elle donne une droite. On détermine alors la période $T_{1/2x}$ du niveau E_b .

La période du niveau b est $T_{1,2x} < 2\tau_{1/2b}$. — Dans ce cas la droite sur laquelle on désire faire la mesure de la période ne provient pas uniquement de l'exponentielle pure e^{-t/T_x} . Il intervient e^{-t/T_b} et même dans certains cas la parabole due à Δt_f . Nous obtenons alors une période expérimentale supérieure à la période vraie $T_{1/2x}$ (cas de UX_2 , chap. IV).

On utilise alors pour mesurer T_x une propriété générale des courbes de résolution : les deux courbes de résolution sans et avec période $T_{1/2x}$ sont décalées l'une par rapport à l'autre ; la distance des deux centres de gravité des deux surfaces limitées par les deux courbes est égale à T_x (vie moyenne du niveau excité) (5) (26).

Pour effectuer pratiquement la mesure, il faut que les deux courbes de résolution avec et sans période, tracées avec des rayonnements de même énergie E_a et E_b , aient la même surface $S = 2\Delta t.N_c$ (N_c est le nombre total de coïncidences compte tenu des angles solides, des efficacités et de la proportion de rayonnement mesurée dans les canaux de discrimination).

IV. — *Emploi des cristaux scintillateurs* $INa(Tl)$ (27).

Nos mesures portent principalement sur des rayonnements γ d'énergie supérieure à 50 keV. Pour ces rayonnements, l'efficacité photoélectrique des cristaux organiques utilisés jusqu'ici (1) pour la mesure des périodes est nulle et l'efficacité de détection Compton est au maximum de 50 p. 100 (cristaux de 4 cm d'épaisseur). On ne peut donc pas dans

(1) La première utilisation des cristaux scintillateurs $INa(Tl)$ en coïncidence rapide, avant nos propres résultats a été faite par McGowan. *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 163 et 471. Il utilise les cinq premiers photoélectrons. Le détail de son appareillage n'a pas été publié.

un schéma complexe définir exactement le rayonnement sur lequel porte la mesure, et ensuite la faible efficacité de détection rend encore plus longue avec tous les inconvénients que cela comporte, les mesures sur les rayonnements peu intenses.

Nous avons donc utilisé des cristaux INa(Tl) . Leur inconvénient est que la vie moyenne de la fluorescence ($T = 2,5 \cdot 10^{-7}$ sec) est supérieure d'un facteur 10 ou plus à celle des scintillateurs organiques (anthracène, stilbène...). Ceci augmente d'autant les fluctuations sur les temps d'apparition. On rattrape en partie cet inconvénient par le fait que k (nombre de photoélectrons par keV) est plus grand dans INa(Tl) . En effet l'efficacité de conversion de l'énergie E en photons lumineux est $C_E \simeq 8,4$ p. 100 pour INa(Tl) tandis qu'elle est de 4 p. 100 pour l'anthracène et 2,4 p. 100 pour le stilbène (13).

On peut remarquer que des mesures récentes effectuées sur des cristaux INa sans Tl refroidis montrent que vers 100°K (75°T) $T \simeq 3 \cdot 10^{-8}$ sec et les avantages de INa(Tl) à température ordinaire sont conservés.

V. — Conclusion. Période limite mesurable.

Nous avons utilisé, comme détecteurs, des scintillateurs INa(Tl) et des phototubes EMI 6262 à grand gain, pour lesquels la sensibilité de la photocathode $C_{ph} \simeq 35 \mu\text{A/Lumen}$ et la fluctuation du temps de transit $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec. On travaille avec le premier photoélectron. Dans ces conditions le calcul des courbes de résolution montre :

1° *qu'il est possible par les pentes* de mesurer des périodes supérieures à $1,5 \cdot 10^{-9}$ sec pour des rayonnements de l'ordre de 100 keV (cas du ^{134}Cs et ^{175}Lu et UX_2). On peut améliorer cette limite, en utilisant des phototubes qui possèdent de plus faibles Δt_f et une plus grande sensibilité de la photocathode C_{ph} , que les EMI 6262 ;

2° *par la méthode de déplacement* du centre de gravité on n'est théoriquement pas limité dans la mesure des périodes ; le déplacement ne dépendant que de la vie moyenne T_x (UX_2 et ^{177}Hf).

En pratique il faut :

— avoir un corps de référence qui contienne les mêmes rayonnements en coïncidence instantanée que le corps étudié ;

— que la courbe de résolution garde une position constante dans le temps (bonne stabilité du système de coïncidence) ;

— avoir une bonne statistique pour repérer exactement la courbe de résolution et son centre de gravité ;

— travailler avec des canaux de discrimination d'énergie aussi étroits que possible.

CHAPITRE III

Description de l'appareillage utilisé.

I. — *Étude directe de l'ensemble cristal INa(Tl). Phototube.*

Nous allons déterminer le nombre de photoélectrons créés par keV d'énergie perdue dans le cristal (k) et donner la hauteur de l'impulsion d'anode du PM qui correspond au premier photoélectron qui quitte la photocathode.

Les phototubes utilisés sont des EMI 6262. Ils présentent sur les autres PM de type RCA, utilisés dans les coïncidences rapides, l'avantage d'avoir un grand gain et un faible bruit de fond. Comme nous le verrons, il est possible avec ces PM d'obtenir l'impulsion due au premier photoélectron, à une hauteur appréciable sans avoir recours aux « amplificateurs distribués » de grande bande passante. Leur inconvénient est la fluctuation du temps de transit (Δt_f) qui est, bien qu'on les fasse fonctionner à une tension élevée (~ 2000 V) (ce qui doit réduire Δt_f), supérieure d'un facteur 3 environ aux PM de type RCA.

Pour avoir le gain en fonction de la tension appliquée sur le tube, on utilise une courbe donnée par Birks (13) pour un PM EMI 6262 ayant un gain de $8 \cdot 10^8$ à 160 V par étage. On trace la même courbe mais ramenée au gain maximum de $2 \cdot 10^9$ qui est celui de nos PM (valeur donnée par le constructeur pour la tension de 160 V/étage). Cette courbe nous est utile pour calculer k , et la tension à laquelle apparaît le premier photoélectron.

DÉTERMINATION DU NOMBRE DE PHOTOÉLECTRONS PAR KEV (k). — a) *Principe*. — On applique sur le PM une tension faible v pour ne pas avoir de saturation avec le rayonnement étudié. On connaît le gain G_v . Un photon d'énergie connue E donne un pic photoélectrique que l'on observe à l'anode du PM avec un oscillographe Tektronix 517 (balayage déclenché 10^{-8} sec/cm). On mesure la hauteur $V_{\max}$ de l'impulsion qui correspond au pic photoélectrique. On en déduit connaissant la relation entre $V_{\max}$ et le nombre de charges Q à l'anode et le gain du PM : G_v , le nombre de photoélectrons q qui ont quitté la photocathode et qui proviennent de l'énergie E .

b) *Forme de l'impulsion $V(t)$ à l'anode du photomultiplicateur*. — Lorsqu'un rayonnement d'énergie E est absorbé dans le cristal, il donne naissance à une fluorescence dont la vie moyenne est T . Si N_0 est le nombre de photons lumineux émis au total, à un temps t après

l'arrivée du rayonnement, le nombre de photons émis par seconde $n(t)$ suit la loi exponentielle :

$$n(t) = \frac{N_0}{T} e^{-\frac{t}{T}} \quad \text{avec} \quad N_0 = \int_0^\infty n(t) dt.$$

On peut de même admettre que le nombre d'électrons $i(t)$ qui arrive par seconde à l'anode du PM suit la même loi :

$$i(t) = \frac{Q}{T} e^{-\frac{t}{T}}$$

où Q = nombre total de charges, $Q = G_v \times q$.

Dans l'expression de $i(t)$ nous n'avons pas tenu compte de la fluctua-

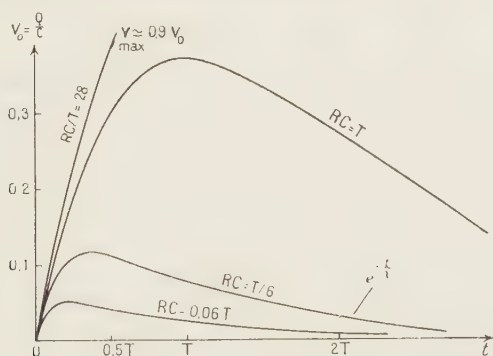


Fig. 4.

tion du temps de transit du PM. Un calcul rigoureux qui tient compte de cette fluctuation (courbe de Gauss) a été effectué (45). On peut voir que dans le cas INa(Tl) et avec $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec, $i(t)$ est sensiblement égale à i calculée (Pour des scintillateurs organiques ceci n'est plus exact).

Les électrons traversent le système RC d'anode (fig. 5), on obtient aux bornes de R une différence de potentiel $V(t)$. On peut écrire :

$$\frac{Q}{T} e^{-\frac{t}{T}} = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}$$

d'où :

$$V(t) = \frac{Q}{C} \frac{\frac{RC}{T}}{1 - \frac{RC}{T}} \left[e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{RC}} \right].$$

On représente figure 4 un réseau de courbes $V(t)$ pour diverses valeurs de $\frac{RC}{T}$. De l'équation qui donne $V(t)$ on peut déduire une relation

entre $V_{\max}$ de l'impulsion et Q dans laquelle interviennent R et C . Pour déduire Q d'une mesure de $V_{\max}$ à l'oscillographe, il faut connaître RC et C .

La mesure de la capacité parasite de l'anode donne :

$$C_{PM} \simeq (9 \pm 1) \cdot 10^{-12} \text{ F.}$$

c) *Mesure du nombre de photoélectrons par keV (k).* — On mesure $V_{\max}$ des impulsions correspondant au pic photoélectrique des photons de 30 keV de capture dans le ^{131}Xe et de 660 keV (^{137}Cs) lorsqu'on applique une tension v au phototube. On a dans le cas :

$$\frac{RC}{T} \gg 1 \quad q = \frac{V_{\max} \cdot C}{G_{\varphi, 1,6 \cdot 10^{-19}}} \cdot e^{\frac{t}{RC} (\max)}.$$

$V_{\max}$ en volts, et où q est le nombre total de photoélectrons qui quittent la photocathode, pour une énergie E perdue dans le cristal. Avec $G_r = (1,1 \pm 0,2) \cdot 10^6$, pour $v = 1000 \text{ V}$, on trouve $k = 3 \pm 1 = \frac{q}{E}$ pour une série de mesures effectuée avec $\frac{RC}{T} = 28$. Une autre série de mesures effectuées avec $\frac{RC}{T} = \frac{6}{100}$ conduit à la valeur $k = 2,5 \pm 1$.

On doit remarquer que ce résultat dépend essentiellement de la valeur indiquée par le constructeur pour le gain à 2400 V du PM utilisé EMI 6262, $C_{ph} = 35 \mu\text{A/L}$. $G_{2400} = 2 \cdot 10^9$. Nous pouvons comparer cette valeur de k à celle trouvée par Borkowski et Clark (17) par une autre méthode, en utilisant des PM RCA 5819, $C_{ph} = 60 \mu\text{A/L}$, et aussi des cristaux INa(Tl) . Ils indiquent la valeur $k = 5 \pm 1,2$. Ramenées à une même valeur C_{ph} les deux valeurs de k sont en bon accord.

Nous donnons au paragraphe « Résultats de ce chapitre III » une valeur plus précise de k qui correspond bien à celle indiquée ici, mais obtenue en partant des pentes des courbes de résolution tracées avec des rayonnements de faible énergie dans le ^{102}Rh (la méthode de mesure a été exposée au chapitre II) ($k = 3,1 \pm 0,2$).

TENSION A LAQUELLE APPARAÎT LE PREMIER PHOTOÉLECTRON. — En pratique l'anode du PM est connectée à la grille d'entrée d'un tube 6AH6 (fig. 5). La capacité parasite globale devient $C + C'$. On obtient :

$$C + C' = 21 \cdot 10^{-12} \text{ F.}$$

Soit $C' = 12 \cdot 10^{-12} \text{ F}$ pour la capacité d'entrée de la 6AH6 sur son support. On peut alors calculer la tension à laquelle apparaît sur la grille de la 6AH6 un photoélectron qui quitte la photocathode,

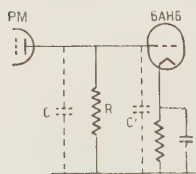


Fig. 5.

en supposant qu'il n'y ait pas de perte de charges due au système RC. Nous avons sur le PM une tension de 2 000 V :

$$G = 6 \cdot 10^8$$

et :

$$V_{2000 \text{ V}} = \frac{Q}{C + C'} = \frac{G_{2000} \times 1,6 \cdot 10^{-19}}{21 \cdot 10^{-12}} \simeq 4,5 \text{ V.}$$

Ainsi avec des PM EMI 6262, où le gain est élevé, on obtient directement à une tension appréciable le premier photoélectron.

II. — *Circuit de coïncidences rapides.*

Les conditions essentielles que doit remplir le circuit de coïncidences sont les suivantes :

a) *Les impulsions de coïncidence* doivent toutes avoir la même forme, quelle que soit l'énergie du rayonnement détecté. Ceci évite : les variations du temps de résolution du circuit (ce qui se répercute sur la forme de la courbe de résolution) et les déplacements supplémentaires des courbes de résolution avec l'énergie des rayonnements.

b) *Le temps de résolution* du circuit doit être de l'ordre de quelques 10^{-9} à quelques 10^{-8} sec. Ceci nécessite d'avoir des impulsions étroites, par conséquent des temps de montée courts pour les impulsions de coïncidence (temps de montée de l'ordre de 10^{-8} sec dans notre cas).

c) *On doit pouvoir faire varier* d'une manière continue le temps de résolution du circuit sans changer la forme des impulsions (plage de variation de $5 \cdot 10^{-9}$ sec à $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec).

d) *Le bruit de fond* des PM ne doit pas introduire un nombre important de coïncidences fortuites.

e) *On doit rattraper*, si elle a lieu, l'atténuation due aux lignes à retard introduites dans les voies de coïncidence.

f) *Le temps de résolution* doit rester constant quelle que soit, dans une certaine limite, l'intensité des rayonnements détectés. Ceci nécessite de former une première fois les impulsions dès l'anode du PM.

g) *Le système de coïncidence* doit être stable. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons préféré aux diodes un tube 6BN6. Les chauffages et hautes tensions qui alimentent le système doivent être stabilisés.

Les systèmes de coïncidence à 10^{-9} sec existant dans la littérature jusqu'en 1954 fonctionnaient avec des impulsions provenant de scintillateurs rapides organiques, la coïncidence proprement dite étant effectuée soit sur ligne à retard plus une sélection par diode (11), soit sur

un système à diodes (6) (23) (47). Dans tous ces cas les impulsions formées de coïncidence ne dépassaient pas 0,3 V.

Ne disposant pas de diodes ayant les caractéristiques et la stabilité voulues pour de tels systèmes, nous avons utilisé un tube 6BN6 (27). Ce tube, étudié par Fischer et Marshall (31) a un bon pouvoir de résolution (il permet d'atteindre des temps de résolution de $3 \cdot 10^{-10}$ sec) et est moins sensible que les diodes aux variations de température. Comme le montre la courbe figure 10, il est possible d'obtenir avec la 6BN6 des temps de résolution plus courts que les largeurs de formation des

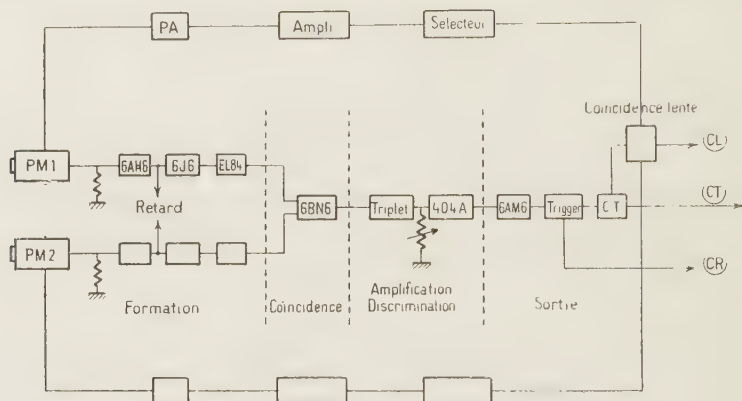


Fig. 6.

impulsions (nous utilisons cette propriété). La 6BN6 (31) fonctionne, contrairement aux circuits à diodes, avec des impulsions formées de quelques volts de hauteur.

On distingue trois parties dans le système de coïncidences rapides : la formation des impulsions, la coïncidence proprement dite et l'amplification et discrimination (fig. 6).

FORMATION DES IMPULSIONS. — Les divers éléments du circuit, placés entre la sortie du PM et les grilles d'entrée de 6BN6 (fig. 6), ont pour but d'uniformiser à une valeur voulue le temps de montée et la largeur des impulsions qui doivent avoir en outre une hauteur donnée (de l'ordre de 2 V).

Les énergies des rayonnements que nous avons considérées sont comprises entre 15 et 500 keV. La tension du PM étant de $v = 2\,000$ V, nous avons vu que le premier photoélectron apparaît vers 4,5 V. Toutes les impulsions étant négatives à l'anode du PM, nous sommes certains en employant un tube 6AH6 (fig. 5) possédant un recul de grille $\leq 4,5$ V d'obtenir à l'anode de ce tube des impulsions positives qui ont

dans la plaque (bande passante 7 Mc). Nous introduisons les câbles de retard (câble coaxial de 150Ω) entre la 6AH6 et la 6J6. On rattrape ainsi grâce à l'amplification de la 6J6 les atténuations qui peuvent provenir des lignes à retard. On obtient à la sortie de la 6J6 des impulsions négatives de 15 V et qui montent toutes en $5 \cdot 10^{-8}$ sec. Ces impulsions attaquent la grille d'un tube de puissance EL84 qui fonctionne en écreteur. Le recul de grille est de 6 V, à l'anode (150Ω) ; les impulsions ont toutes 8 V de hauteur et un temps de montée de $2 \cdot 10^{-8}$ sec mais les largeurs sont variables.

On forme ces impulsions avec une ligne à retard de 150Ω , court-circuitée en bout, de 1 m de long (le retard introduit par ce câble est de $4 \cdot 10^{-9}$ sec par mètre). On obtient alors à l'anode une impulsion montant sensiblement en 10^{-8} sec de 4 V de hauteur et de $3 \cdot 10^{-8}$ sec de largeur à la base (fig. 8). En réalité avec un câble court-circuité, tout se passe comme si on avait dans la plaque de EL84 une résistance de $\frac{Z}{2} = 75 \Omega$.

Aussi on obtient finalement une impulsion ayant la même forme que

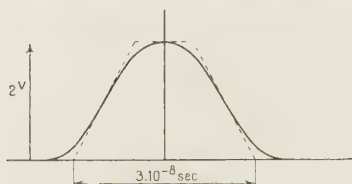


Fig. 8.

celle de la figure 8 mais de 2 V de hauteur. Elle est accompagnée d'un spectre d'impulsions de bruit de fond du PM. Cette impulsion correspond à $1/20$ de la tension produite par un seul photoélectron qui quitte la photocathode.

COÏNCIDENCE. — Le système de coïncidence proprement dit est un tube 6BN6 (fig. 7). Il délivre un courant anodique fonction des tensions appliquées sur les deux grilles G_1 et G_2 (31). On a porté sur la figure 10 la courbe qui donne la tension d'anode (amplifiée) de la 6BN6 en fonction du retard relatif de deux impulsions (fig. 8) qui attaquent les deux grilles G_1 et G_2 .

Lorsqu'on effectue la coïncidence entre deux rayonnements d'énergie E_a et E_b , on observe à la sortie de la 6BN6 un spectre d'impulsions qui provient :

- des passages par capacité grille-plaque (on atténue cet effet en intégrant à la sortie de la 6BN6 : $RC \simeq 10^{-7}$ sec) ;
- des coïncidences fortuites (bruit de fond et autres) qui forment un spectre ;
- des coïncidences vraies entre E_a et E_b , qui forment aussi un spectre, à cause des fluctuations Δt des temps d'arrivée des impulsions sur les deux grilles G_1 et G_2 (la 6BN6 « transformant » ces Δt en ΔV dans la plaque) (fig. 10).

Si on introduit un seuil de discrimination V_0 à la sortie de la 6BN6,

relatif de 10^{-9} sec entre deux impulsions (fig. 8) se traduit sur la 404A par une diminution de tension de 1 V. On a ainsi la possibilité d'obtenir de faibles temps de résolution.

Les impulsions de coïncidence qui correspondent au bruit de fond des PM ne dépassent pas en général le seuil de la 404A. Aussi le nombre de coïncidences fortuites dues au bruit de fond reste faible quelle que soit l'énergie des rayonnements détectés.

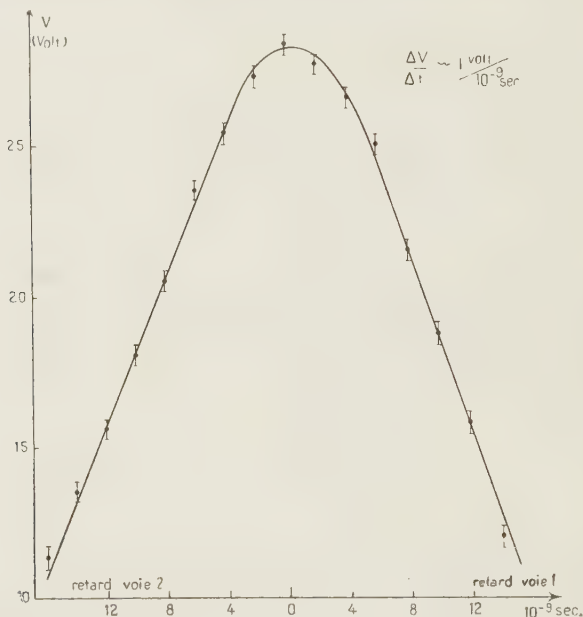


Fig. 10.

III. — Sélection d'énergie et coïncidence triple.

Lorsqu'on veut étudier une cascade de rayonnements, ou une vie moyenne, il faut particulariser les rayonnements envisagés. C'est le rôle de la voie de discrimination d'énergie.

Les impulsions sortant d'une dynode intermédiaire (où la linéarité est assurée), sont amplifiées dans un amplificateur proportionnel de 5 Mc de bande passante, de gain réglable ($G_{\max} = 1000$), qui se sature vers 150 V, et sont sélectionnées par un sélecteur à un ou plusieurs canaux (42). Les canaux sont réglables en largeur jusqu'à 8 V maximum. On peut effectuer les coïncidences « lentes » entre les impulsions qui sont contenues dans un canal S_1 avec celles contenues dans l'autre canal S_2 , mais aussi entre les impulsions S_1 et toutes celles qui dépassent un certain seuil.

L'impulsion de coïncidence rapide est en avance de quelques μ sec sur la coïncidence lente, aussi il faut soit la retarder, soit l'allonger de plusieurs μ sec : nous adoptons cette deuxième solution dans la mesure où le nombre de coïncidences fortuites triples demeure faible.

Stabilité. — La stabilité du système lent-rapide (fig. 6) est déterminée en mesurant le nombre de coïncidences triples (cas des γ de 510 keV d'annihilation du ^{22}Na , temps de résolution 10^{-8} sec). Si la température extérieure reste constante à quelques degrés près, le nombre de coïncidences triples mesuré sur 24 heures reste constant à 1/100 près.

IV. — Résultats obtenus dans la mesure des périodes.

Nous allons mesurer les grandeurs qui interviennent dans le circuit de coïncidence et redéterminer certaines périodes connues.

FLUCTUATION DU TEMPS DE TRANSIT DES PHOTOTUBES. — On trace les courbes de résolution avec les rayonnements γ de 510 keV d'annihilation dans le ^{22}Na (canaux de discrimination de 2 V) les PM étant à 2 000 V. La courbe tracée dans le cas où le rendement de coïncidence est juste inférieur à 100 p. 100 est représentée figure 11. On a alors $2\Delta t = 2\Delta t_f = 8,6 \cdot 10^{-9}$ sec.

Les points portés sur la figure 11 sont ceux calculés à l'aide des formules du chapitre II. La divergence porte sur les extrémités de la courbe. Ceci doit provenir du fait que la courbe de fluctuations du PM doit être une courbe de Gauss et non un rectangle (Δt_f). Une mesure effectuée dans le cas d'un rendement de 71 p. 100 donne :

$$2\Delta t = 4 \cdot 10^{-9} \text{ sec} < \Delta t_f.$$

On peut admettre que $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec. La mesure de la période fictive $p_{1/2}$ associée à la pente des branches de la courbe figure 11 donne $p_{1/2} \simeq 6 \cdot 10^{-10}$ sec.

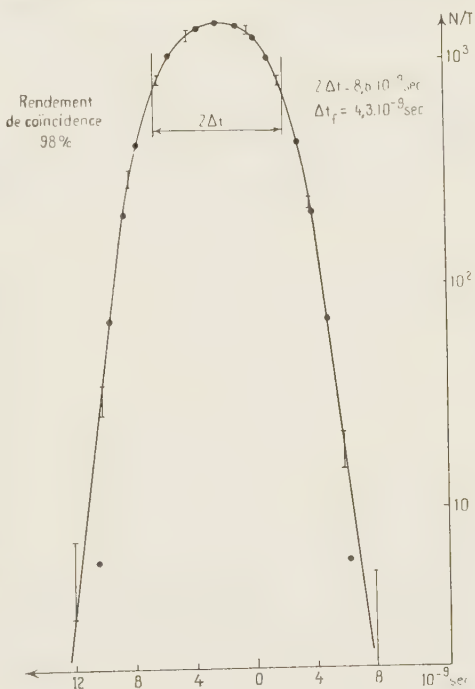


Fig. 11.

On peut admettre que $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec. La mesure de la période fictive $p_{1/2}$ associée à la pente des branches de la courbe figure 11 donne $p_{1/2} \simeq 6 \cdot 10^{-10}$ sec.

NOMBRE DE PHOTOÉLECTRONS PAR KEV (k). — On trace la courbe de résolution avec les deux rayonnements X_K de 20 keV en coïncidence dans le ^{102}Rh (27). On obtient immédiatement à partir des pentes les « vies moyennes d'apparition » $T_1 = \frac{T_{\text{Ina}}}{k_1 \times 20}$ et T_2 .

On trouve $k_1 = 2,8 \pm 0,2$ et $k_2 = 3,1 \pm 0,2$. L'écart entre ces deux valeurs peut provenir du fait que les deux ensembles (1 et 2) (PM + cristal scintillateur) ne sont pas identiques. Ces valeurs montrent de plus qu'on travaille bien avec le premier photoélectron.

COURBES DE RÉOLUTION A DIVERS TEMPS DE RÉOLUTION. — Elles sont tracées avec les γ de 510 keV du ^{22}Na . On obtient, en faisant varier la

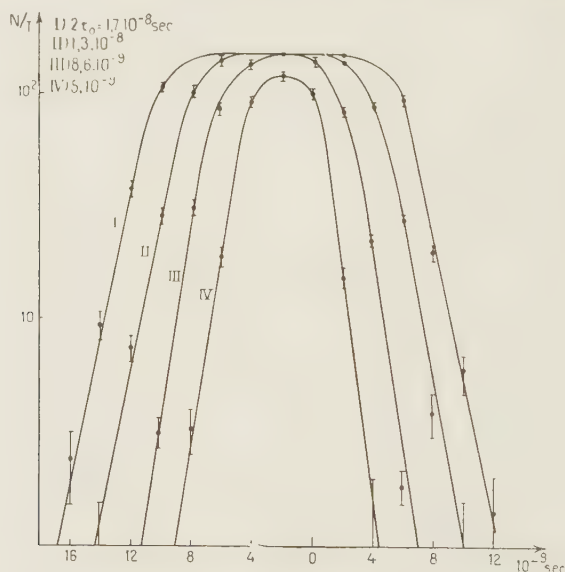


Fig. 12.

polarisation de la 404 Å, des temps de résolution de $5 \cdot 10^{-9}$ à $1,7 \cdot 10^{-8}$ sec (fig. 12).

En accord avec les calculs (chap. II), les branches de ces courbes restent parallèles quelque soit le temps de résolution.

MESURE DE PÉRIODES CONNUES. — La figure 13 (a) représente la courbe des coïncidences α (5,5 MeV) et γ de 60 keV de la transition $^{241}\text{Am} \xrightarrow{\alpha} ^{237}\text{Np}$. Les deux rayonnements sont détectés par INa(Tl). Le temps de résolution du circuit $2\Delta t = 1,3 \cdot 10^{-8}$ sec. On trouve pour le niveau de 60 keV une période $T_{1,2} = (6,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$ sec en accord avec la valeur

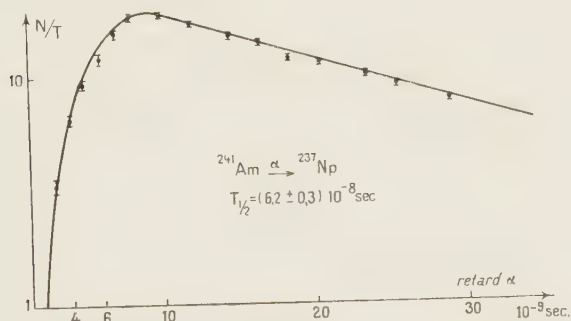


Fig. 13 a.

de Beling, Newton, Rose (8) (on introduit jusqu'à 30 m de câble de retard, leur atténuation n'influe pas sur la mesure, voir paragraphe II).

La figure 13(b) donne la courbe de coïncidence $\beta - \gamma$ de (83 keV) dans le ^{170}Yb . Nous avons pu, grâce à l'emploi de INa(Tl) , effectuer la mesure de coïncidence $\beta - \gamma$ bien que le rayonnement γ ne fasse que 3 p. 100 des désintégrations. La mesure de Bell et Graham (10) $T_{1/2} = (1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-9}$ sec a été effectuée en coïncidence $\beta - e^-$ conversion, dans un spectromètre β à l'aide de scintillateurs organiques. Nous avons trouvé la valeur $T_{1/2} = (1.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-9}$ sec. Nous sommes ici à la limite des possibilités de mesure par la méthode des pentes.

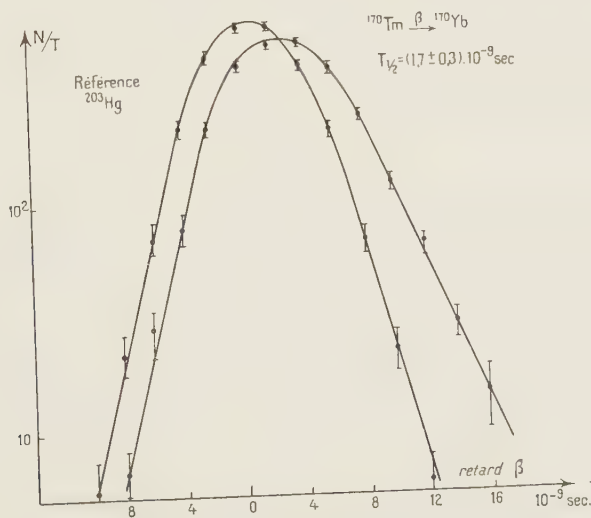


Fig. 13 b.

CHAPITRE IV

Etude de quelques probabilités de transition γ .

Les formules de Weisskopf données au chapitre premier sont relatives aux vies moyennes τ d'un rayonnement donné (nature et énergie). Expérimentalement ce qu'on mesure ce sont les vies moyennes de niveaux. Ces niveaux pouvant se désexciter par émission d'un ou de plusieurs rayonnements γ et de conversion interne.

Pour remonter aux vies moyennes partielles τ_i ou autres et effectuer les comparaisons avec la théorie, il est nécessaire de connaître : les coefficients de conversion interne et la nature des rayonnements, les schémas de niveaux et leur mode de désexcitation et les rapports d'embranchement entre les rayonnements qui partent de ces niveaux.

I. — ^{131}Cs . Rayonnement γ de 122 keV.

Rappel des résultats connus sur ^{131}Cs . — Les rayonnements émis dans la désintégration par capture électronique du ^{131}Ba (période 12 jours) ont été étudiés au spectromètre β (22) (28), au spectromètre γ à scintillations (7) (60) et par la méthode d'addition dans un cristal INa(Tl) (46).

Ces études s'accordent pour affirmer la présence dans le spectre du ^{131}Ba , des rayonnements γ de 122, 214, 370, 495 et 620 keV. La mesure par la méthode d'addition a permis à D. C. Lu et ses collaborateurs (46) de montrer que seuls parmi ces rayonnements ceux de 122 et 495 keV sont en coïncidence. Les études au spectromètre γ à scintillations ont montré de plus l'existence des rayonnements de haute énergie de 900 et 1 020 keV (60) et de 823, 917 et 1 032 keV (7). Les désaccords portent sur l'existence des rayonnements à 85 et 245 keV.

Nous avons utilisé une source de ^{131}Ba obtenue par irradiation à la pile de 10 g de $(\text{NO}_3)_2\text{Ba}$ pur. L'activité spécifique est de 0.3 μC mg.

Le Ba irradié n'étant pas isotopiquement pur, on doit s'attendre à avoir comme impureté du ^{133}Ba de période 10 ans.

ETUDE DIRECTE DU SPECTRE γ DU ^{131}Ba . — L'étude du rayonnement γ de haute énergie effectuée à l'aide d'un cristal INa(Tl) de 3.4×2.5 cm d'épaisseur, permet de mettre en évidence les rayonnements γ connus de 495 et 620 keV, et ceux signalés par Beggs et ses collaborateurs (7) (fig. 14).

En effectuant les corrections dues à l'efficacité du cristal et en admettant le rapport des intensités $\frac{\text{phototopie}}{\text{total}}$ donné par Bell (9) on trouve

que le rayonnement de 1030 keV a une intensité de l'ordre de 3,2 p. 100 de celle du photon de 495 keV. Ce résultat est comparable à celui de Beggs et autres (7).

Contrairement à ces mêmes auteurs, le pic photoélectrique de 495 keV que nous observons est pur, il correspond bien au pic de 510 keV des γ d'annihilation dans le ^{22}Na .

ÉTUDE DU RAYONNEMENT γ PAR LA MÉTHODE DES COÏNCIDENCES (78). — Deux spectromètres γ à scintillations ont été utilisés, l'un monté avec un cristal (Na Tl) de $3,4 \times 2,5$ cm et l'autre avec un cristal de même nature ayant 4,5 cm d'épaisseur et qui détecte les rayonnements énergiques et de faible intensité.

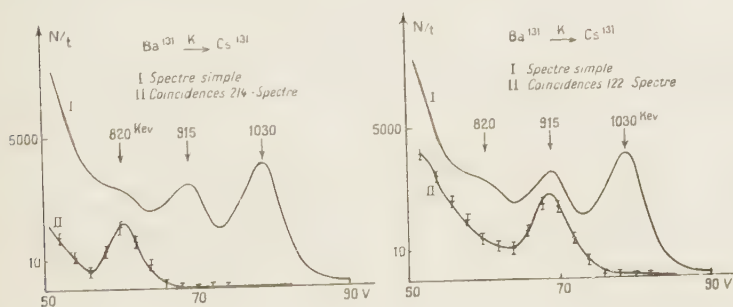


Fig. 14.

Pour éviter les coïncidences parasites dues au passage des photons d'échappement, ou des photons Compton, d'un cristal à l'autre, nous avons disposé entre les deux compteurs un écran feuilleté de Pb, Sn, Cu (5, 8/10 et 4/10 de mm) percé d'un trou dans lequel on place la source. Le dispositif de coïncidence électronique est décrit au chapitre III.

Spectre en coïncidence avec les γ de 122, 214 et 495 keV. — On sélectionne dans le canal correspondant au cristal de 2,5 cm d'épaisseur, les amplitudes d'impulsions provenant exclusivement du pic photoélectrique des rayonnements de 122 et 214 keV. On obtient pour la région d'énergie supérieure à 620 keV le spectre en coïncidence représenté figure 14. On voit d'après ce résultat que le rayonnement de 122 keV est en coïncidence avec celui de 915 keV et le rayonnement de 214 keV avec celui de 820 keV.

Nous avons tracé le spectre γ en coïncidence avec le pic photoélectrique du photon de 495 keV ; la figure 15 montre que ce rayonnement est bien en coïncidence avec celui de 122 keV (46).

Les rayonnements de 370, 214 et 495 keV, ne sont pas en coïncidence entre eux. Enfin, comme il n'y a pas de coïncidences 495-495 keV,

les deux compteurs étant en ligne, on peut affirmer que le ^{131}Ba ne se désintègre pas par émission β^+ .

Etude de la région de 83 keV. — Le spectre en coïncidence avec le γ de 495 keV (fig. 15) contient le rayonnement de 122 keV. La forme est la même que celle du γ de 125 keV du ^{103}Rh (27) que l'on obtient pur, en effectuant les coïncidences 125-190 keV. La région de 90 keV associée au photon de 122 keV (fig. 15), doit donc être attribuée aux effets secondaires du photon de 122 keV, en particulier dans le cristal Ina(Tl) (effet d'échappement des photons X_K de l'iode).

De tous les rayonnements du ^{131}Ba , seul celui de 370 keV donne des

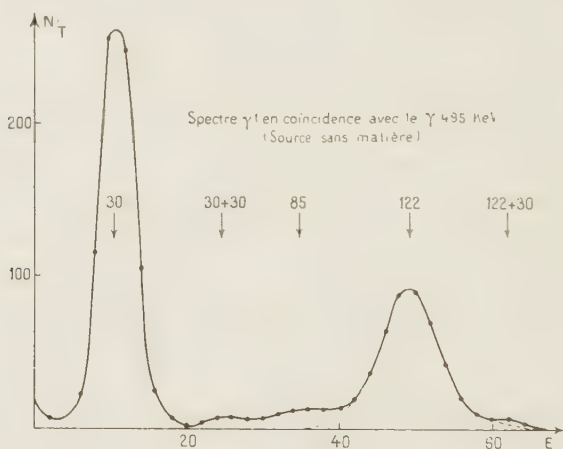


Fig. 15.

coïncidences avec un γ d'énergie voisine de 80 keV. Ces coïncidences peuvent provenir des rayonnements du ^{133}Ba (44) qui existe en faible proportion dans notre source. Pour le vérifier, nous avons tracé la courbe de résolution 370-80 keV qui donne bien une période de $6 \cdot 10^{-9}$ sec pour le γ de 80 keV.

On peut affirmer ainsi que la région de 83 keV contient plusieurs rayonnements; ceux de 70 et 80 keV du ^{133}Cs et ceux qui proviennent des effets secondaires du rayonnement de 122 keV. S'il existe en plus un photon de 85 keV il n'est en coïncidence avec aucun des γ connus du ^{131}Cs .

Etude de la région de 240 keV. — Comme l'ont suggéré D. C. Lu et ses collaborateurs (46), si un rayonnement de 245 keV est présent, il peut être en coïncidence avec le photon de 370 keV pour donner une cascade partant du niveau de 620 keV.

Nous avons tracé la courbe de coïncidences 370 keV (le canal fixe

prend les impulsions correspondant au pic photoélectrique de 370 keV) région de 200-260 keV (fig. 16, courbe 3). On représente sur la même figure courbe 2, les coïncidences fond Compton de 820 keV avec la même région de 200-260 keV. Cette courbe est tracée en plaçant le canal fixe dans la vallée entre les pics de 370 et 495 keV.

Étant donné le grand nombre de coups dans les canaux et le petit nombre de coïncidences vraies, nous avons utilisé pour tracer ces courbes un temps de résolution de $2\tau = 1,5 \cdot 10^{-8}$ sec.

En soustrayant la courbe 2 (coïncidences 820-214) de la courbe 3, on obtient un pic qui correspond à un rayonnement de 245 keV dans le ^{131}Cs en coïncidence avec le γ de 370 keV (on peut remarquer, en effet, qu'une telle coïncidence n'existe pas dans le spectre du ^{133}Cs) (44).

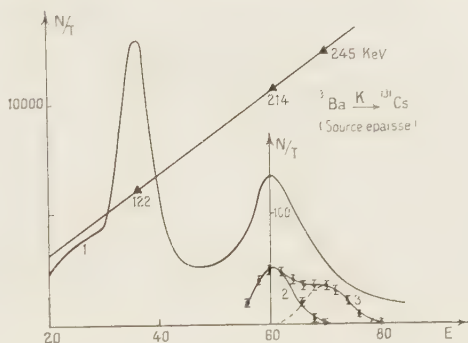


Fig. 16.

Schéma des niveaux du ^{131}Cs . — A la suite de cette étude du spectre γ et des rayonnements en coïncidence, on peut proposer le schéma de désintégration représenté figure 17.

Les périodes des niveaux de 214, 370 et 620 keV mesurées par les coïncidences retardées X_K (30 keV) — γ , sont inférieures à 10^{-9} sec. Ces rayonnements sont donc vraisemblablement des M_1 ou $M_1 + E_2$.

Le rayonnement de 495 keV est noté (22) (28) comme étant un E_2 . Le spin du niveau fondamental du ^{131}Cs a été mesuré (12); il correspond à $d_{5/2}$. Nous verrons plus loin que le niveau de 122 keV est un $g_{7/2}$. On peut alors admettre que le niveau de 620 keV a

une parité + et un spin $3/2$. D'après Klinkenberg (43) le niveau fondamental du ^{131}Ba peut être $d_{3/2}$ ou $s_{1/2}$ (il n'a pas été mesuré).

COEFFICIENT DE CONVERSION DU RAYONNEMENT DE 122 KEV (78). — Le schéma figure 17 montre qu'il est possible de mesurer le coefficient de conversion z_K du photon de 122 keV par les coïncidences 495 — $[122 - X_K (30 \text{ keV})]$ (fig. 15) (le fond Compton des γ haute énergie

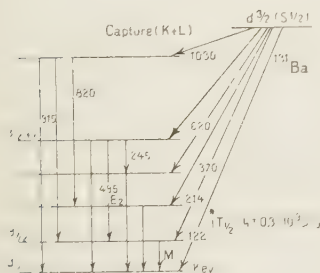


Fig. 17.

donne une contribution négligeable aux coïncidences). Cette mesure est possible s'il n'y a pas autoabsorption des photons X_K dans la source.

Nous avons effectué des comparaisons entre les pics de 30 et 122 keV avec des sources d'épaisseur décroissante. La source utilisée finalement se trouve être de faible intensité. Nous avons dû rapprocher les deux compteurs à scintillations. On observe alors des pics d'addition à 60 et 152 keV (122 + 30). Il faut tenir compte de cet effet dans le calcul des intensités des rayonnements γ de 30 et 122 keV.

La mesure du coefficient de conversion α_K est possible si on connaît le rapport $\frac{\text{capture L}}{\text{capture K}} = r$ de la transition envisagée $^{131}\text{Ba} \rightarrow ^{131}\text{Cs}$ (niveau de 620 keV), le rapport α_K/α_L du rayonnement de 122 keV (28) et le rendement de fluorescence ϖ_K pour $Z = 55$ (18).

Etant donné la cascade de rayonnements, capture $K + L$, 495 et 122 keV, on peut écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} N_K + N_L = (N_\gamma + N_{eK} + N_{eL})_{122} \\ X_{30} = X_{K122} + X_{\text{capture K}} \end{cases}$$

si $r = \frac{N_L}{N_K}$ on trouve :

$$X_{K122} = \frac{X_{30}(1+r) - \varpi_K N_{122}}{2+r + \frac{\alpha_L}{\alpha_K}}$$

$$\alpha_K = \frac{X_{K122}}{\varpi_K N_{122}}$$

N_{122} est le nombre des photons de 122 keV, X_{30} est le nombre total des photons X_K de conversion et de capture. Ces deux quantités sont tirées de la courbe de coïncidence (fig. 15), compte tenu des absorptions et de l'efficacité du cristal INa(Tl) pour le rayonnement de 122 keV (9).

Pour calculer la seule inconnue r nous avons utilisé la formule de Marshak (49) (63).

Comme il y a capture au niveau de 1030 keV, on est certain que la différence d'énergie W_0 du noyau initial (^{131}Ba) et final de ^{131}Cs dans l'état de 620 keV est $W_0 \geq -64$ keV.

Dans ces conditions le facteur énergétique de la formule de Marshak est compris entre 1 et 1,075 d'où $0,12 < r \leq 0,13$. L'erreur qui en résulte sur α_K est négligeable comparée aux erreurs expérimentales. On obtient pour le coefficient de conversion dans la couche K du photon de 122 keV :

$$\alpha_K = 0,39 \pm 0,04.$$

Ceci correspond à une transition M_1 pure. Les calculs de Rose donnent en effet $\alpha_K = 0,42$ pour une telle transition (64).

MESURE DE LA PÉRIODE DU RAYONNEMENT DE 122 KEV (79). — On trace la courbe de coïncidences retardées des rayonnements de 495 et 122 keV (on utilise toujours comme détecteurs des scintillateurs INa(Tl)). La courbe obtenue est représentée figure 18. Le temps de résolution du circuit de coïncidences rapides est de $2\Delta t = 7,4 \cdot 10^{-9}$ sec.

La courbe de référence de l'appareil est obtenue en effectuant la coïncidence entre les rayonnements γ de 510 et 122 keV (Compton) d'annihilation du ^{22}Na . On mesure directement sur la courbe la période du niveau de 122 keV (⁴).

$$T_{1/2} = (4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

Connaissant le coefficient de conversion α du rayonnement de 122 keV, on peut calculer sa vie moyenne γ ; on trouve $\tau_\gamma \simeq 8,6 \cdot 10^{-9}$ sec.

L'application de la formule de Weisskopf pour une transition M_1 permise ($\Delta l = 0$), sans tenir compte du facteur statistique, donnerait pour un rayonnement de 122 keV une vie moyenne 450 fois plus courte. La transition de 122 keV est donc interdite. Elle implique un changement $\Delta l = 2$ du moment orbital du nucléon impair (voir la discussion chapitre V).

Le niveau fondamental du ^{131}Cs étant $d_{5/2}$, le niveau de 122 keV est compatible avec $g_{7/2}$.

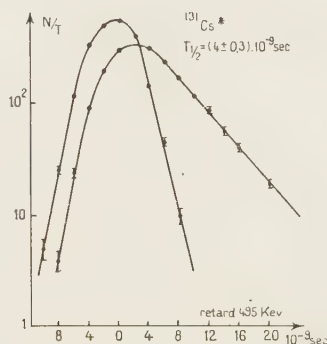


Fig. 18.

II. — ^{175}Lu . Niveau de 396 keV.

Le ^{175}Lu est obtenu par désintégration β de ^{175}Yb (période 4,2 jours) mais aussi par capture électronique dans le ^{175}Hf (période 70 jours). Les deux systèmes de niveaux excités du ^{175}Lu ont été étudiés par Mize et collaborateurs (54), De Waard (25) et N. Marty (50). Ces travaux montrent que le niveau de 396 keV se désexcite principalement par l'émission de deux photons de 396 et 282 keV de nature $E_1 + M_2$ (fig. 19).

(⁴) Une mesure effectuée indépendamment par Coleman (*Phil. Mag.*, (1955, 46, 1135) à l'aide de scintillateurs organiques, conduit à la valeur $T_{1/2} = (4,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-9}$ sec. Aucune discussion n'est présentée sur la nature de la transition.

Dans le cadre de la théorie de Bohr et Mottelson (16) et les calculs de Nilsson (57) et en accord avec l'expérience, Chase et Wilets (20) ont donné une interprétation des spins des niveaux et des transitions dans le ^{175}Lu . On distingue deux familles de rotations, l'une partant du

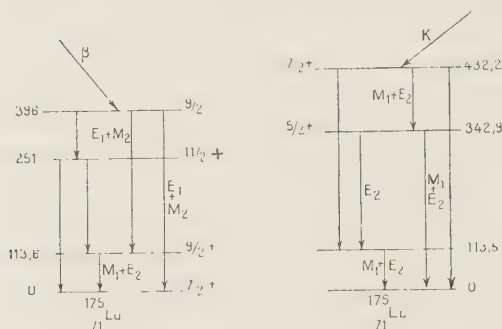


Fig. 19.

niveau fondamental avec $K = \Omega = 7/2$ et qui comprend les niveaux de rotation de 113 et 251 keV, et une autre famille qui part du niveau de 343 keV avec $K = \Omega = 5/2$ avec le seul niveau de 432 keV.

Comme prévu par les courbes de Nilsson (20) (57), le niveau de 396 keV, qui correspond au niveau $h_{41/2}$ du modèle des couches, devient dans un noyau déformé (déformation $0,28 = \delta$ du ^{175}Lu) $9/2^-$. Les transitions E_1 qui partent de ce niveau (396 keV) vers le fondamental ($7/2^+$) et le premier niveau de rotation 113 keV ($9/2^+$) sont possibles ($\Delta I \geq 1$).

MESURE DE LA PÉRIODE DU NIVEAU DE 396 KEV (80). — La source de ^{175}Yb est obtenue par irradiation à la pile de Yb_2O_3 . Elle contient comme impureté du ^{169}Yb . Ce noyau se désintègre par capture électronique. Il lui correspond dans le spectre γ de ^{175}Yb une raie à 199 keV. Comme nous effectuons les mesures en coïncidence $\beta - \gamma$ de 282 et 396 keV, nous ne sommes pas gênés par le ^{169}Yb .

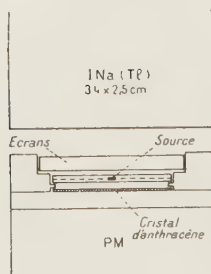


Fig. 20.

Le rayonnement β ($E_{\text{max}} \simeq 70$ keV) (15 p. 100 des désintégrations) qui aboutit au niveau de 396 keV du ^{175}Lu est détecté par un cristal d'anthracène de 6/10 de millimètre d'épaisseur (le pouvoir d'arrêt de cette lamelle d'anthracène est de 300 keV en électron). Le montage de coïncidence $\beta - \gamma$ est représenté figure 20.

Les rayonnements γ de 282 et 396 keV sont détectés par un cristal NaI(Tl) de $3,4 \times 2,5$ cm d'épaisseur. On arrête les rayonnements X_K

(53 keV) du ^{175}Lu présents en grande quantité; ils donneraient une augmentation du nombre de coïncidences fortuites (écrans de $3/10\text{ Sn} + 8/10\text{ Cu} + 1,5\text{ mm Al}$).

On ne peut distinguer dans le spectre des électrons, donné par le cristal d'anthracène, les β ($E_{\max} \simeq 70\text{ keV}$) des électrons de conversion du γ de 113 keV ($E \simeq 50\text{ keV}$). Aussi on doit s'attendre à obtenir avec les coïncidences $\beta - \gamma$ de 282 keV les coïncidences e^- (50 keV) — γ de 282 keV

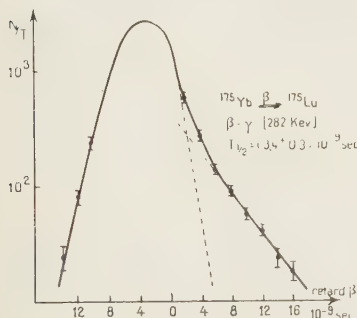


Fig. 21 a.

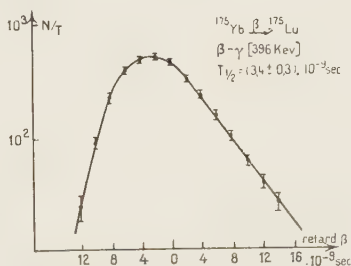


Fig. 21 b.

qui déforment la courbe de résolution (fig. 21 (a)). Les courbes de coïncidences différées $\beta - \gamma$ de 396 et 282 keV sont représentées figures 21 (b) et 21 (a). Il n'est pas nécessaire de faire appel à une courbe de référence pour déterminer la période du niveau de 396 keV. On obtient celle-ci directement de l'étude des pentes :

$$T_{1,2} = (3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

DISCUSSION. — Mize et ses collaborateurs (54) ont donné les rapports d'intensité des deux γ de 282 et 396 keV, ainsi que les pourcentages de mélange E_1 et M_2 . Ces valeurs sont en bon accord avec celles de De Waard (25), de E. Hatch (36) et L. Akerlind (1). On a :

$$\frac{I_{\gamma 396}}{I_{\gamma 282}} \simeq 2,3$$

et pour :

$$282 \text{ keV} : \frac{M_2}{E_1} \simeq 3 \text{ p. } 100$$

$$396 \text{ keV} : \frac{M_2}{E_4} \simeq 20 \text{ p. } 100.$$

On peut alors calculer à partir de ces valeurs les probabilités partielles γ des transitions E_1 et M_2 .

a) On trouve pour P_{E_1} :

$$P_{\gamma E_1}(396) = 1,5 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1} \quad \text{et} \quad P_{\gamma E_1}(282) = 7,7 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}.$$

Chase et Wilets (20) ont effectué le calcul de la probabilité de transition E_1 pour le γ de 396 keV, pour un noyau de déformation 0,28 (^{175}Lu). Ils trouvent qu'elle est réduite d'un facteur $1,4 \cdot 10^{-4}$ par rapport à une même transition mais de type Weisskopf. Nous avons trouvé un facteur de réduction expérimental de $5 \cdot 10^{-7}$. On obtient ainsi une interdiction supplémentaire d'un facteur $\simeq 300$ pour la transition E_1 de 396 keV (voir chap. V).

b) Pour les P_{M_2} : les probabilités de transition γ, M_2 sont en bon accord avec celles déduites de la formule de Weisskopf. On a en effet :

$\frac{P_{\gamma M_2}}{P_{\text{Weiss}, M_2}} \simeq 0,8$ pour le rayonnement de 396 keV et 0,5 pour celui de 282 keV (voir chap. V).

III. — ^{177}Hf Niveau de 321 keV.

McGowan et ses collaborateurs (51) au spectromètre à scintillations et Marmier et Boehm (48) au cristal courbe et au spectromètre β ont étudié la désintégration $^{177}\text{Lu} \xrightarrow{\beta} ^{177}\text{Hf}$. Le schéma proposé par ces auteurs est représenté (fig. 22).

À la suite des expériences d'excitation coulombienne, Heydenburg et Temmer (37) admettent que les niveaux de 113 et 250 keV sont ceux d'une même famille de rotation avec $\Omega = K = 7/2$.

Une mesure directe du spin du niveau fondamental de ^{177}Hf a été effectuée récemment (70). Elle indique la valeur $I_0 = 7/2$.

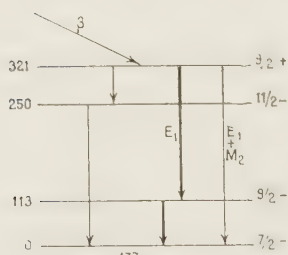


Fig. 22.

Chase et Wilets (20) ont donné également une interprétation des spins des niveaux pour le noyau de ^{177}Hf de déformation $\delta = 0,26$. Le niveau de 321 keV a un spin $9/2^+$. Les deux transitions de 321 et 208 keV sont respectivement des transitions $E_1 + M_2$ et E_1 . Marmier et Boehm (48) admettent que le rayonnement de 321 keV est un E_3 ; notre mesure de la période du niveau de 321 keV infirme cette hypothèse et n'est pas incompatible avec une nature $E_1 + M_2$.

On constate ainsi une grande analogie entre les deux noyaux de ^{175}Lu et ^{177}Hf qui présentent sensiblement la même première famille de rotation, la même déformation (0,28 et 0,26) et ont les mêmes spins de niveaux avec la parité opposée.

Nous allons poursuivre la comparaison entre ces deux noyaux en mesurant dans le ^{177}Hf , le rapport d'intensité γ des photons de 321 et 208 keV et la période du niveau 321 keV.

MESURE DU RAPPORT D'INTENSITÉ DES γ DE 321 ET 208 KEV. — Les deux rayonnements γ en coïncidence de 208 et 113 keV étant intenses, il faut dans la mesure de l'intensité du γ de 321 keV éviter les additions de ces deux photons dans le cristal INa(Tl). Pour cela nous avons placé le cristal INa(Tl) à 7 cm de la source et interposé un écran afin de réduire le nombre des photons de 113 keV.

Après les corrections d'absorption et d'efficacité dans le cristal (9) nous obtenons pour rapport d'intensité γ des rayonnements de 208 et 321 keV :

$$\frac{I_{\gamma 208}}{I_{\gamma 321}} = 20$$

en désaccord avec la valeur de 70 de Marmier et Boehm (48) mais en bon accord avec l'ancienne mesure de McGowan (51).

Le coefficient de conversion du γ de 208 keV $\alpha_K = 0,042$ (48) (51) correspond bien à celui d'un rayonnement E_1 pur. Si nous admettons la valeur $\alpha_K = 0,2$ pour le coefficient de conversion du γ de 321 keV (48) on trouve pour le rapport de mélange $\frac{M_2}{E_1}$ de ce rayonnement : $\frac{M_2}{E_1} = 0,7$.

On peut alors calculer le rapport des probabilités réduites γ de transition E_1 , pour les photons de 208 et 321 keV. On trouve :

$$\frac{B_{E_1(208)}}{B_{E_1(321)}} \simeq 125.$$

La valeur correspondante dans le ^{175}Lu étant :

$$\frac{B_{E_1(282)}}{B_{E_1(396)}} \simeq 1,4.$$

L'application de la formule de Alaga et autres (2) (chap. premier) donne :

$$\frac{B_{E_1(208)}}{B_{E_1(321)}} = \frac{B_{E_1(282)}}{B_{E_1(396)}} = \frac{1}{8}$$

(voir discussion au chapitre V).

MESURE DE LA PÉRIODE DU NIVEAU DE 321 KEV. — Le spectre β ($E_{\max} \simeq 176$ keV) est détecté par un cristal anthracène (fig. 20). Contrairement au ^{175}Lu il est possible ici de séparer les électrons de conversion du γ de 113 keV, du maximum d'intensité du spectre β de $E_{\max} = 176$ keV. On place le canal de discrimination sur ce maximum, aussi la courbe de résolution $\beta - \gamma$ (208 keV) (fig. 23, courbe I) ne contient pas de coïncidences parasites ($e_{113} - \gamma$ 208).

Nous devons opérer ainsi car nous voulons faire une comparaison

avec la courbe de résolution $\beta - \gamma$ (279 keV) du ^{203}Hg (fig. 23, courbe II). Nous admettons comme valeur de la période du niveau de 279 keV du ^{203}Tl , celle de De Waard et Gerholm (24) :

$$T_{1/2} = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$$

Le canal β reste inchangé dans les deux mesures. Nous devons faire

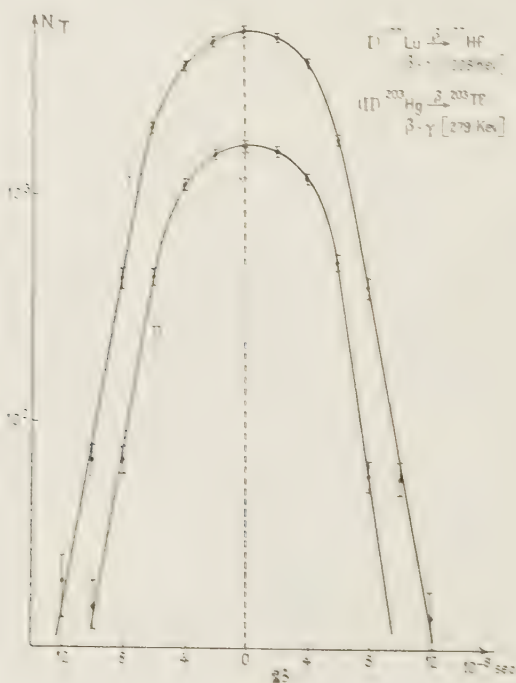


Fig. 23.

une correction qui tienne compte de la différence des énergies de la voie (279 et 208 keV). Nous avons montré au chapitre II que le décalage du centre de gravité de ces deux courbes est $\tau_1 = T_{208} - T_{279}$ (avec $T_2 = \frac{2.5 \cdot 10^{-10}}{E}$ et $k=3$) on trouve $\tau_1 = 10^{-10}$ sec. La période du niveau de 279 keV donne un déplacement en sens contraire de $\tau_2 = 1.7 \cdot 10^{-10}$ sec. Ainsi les deux centres de gravité des deux courbes (en admettant que la période du niveau de 321 keV est nulle) doivent être distants de $7 \cdot 10^{-11}$ sec. La figure 23 (courbes I et II) montre que les centres de gravité sont confondus. Comme ils sont déterminés avec

une certaine erreur, on peut fixer une limite supérieure à la vie moyenne du niveau de 321 keV soit :

$$\tau_{321} < 6 \cdot 10^{-10} \text{ sec} \quad \text{alors} \quad \frac{T_{1/2}}{321} < 4 \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$$

DISCUSSION. — La période ($T_{1/2}$ 321) est celle du rayonnement γE_1 pur de 208 keV. On peut comparer la probabilité réduite de transition E_1 du rayonnement « mélangé ($E_1 + M_2$) » de 282 keV du ^{175}Lu ($B_{\gamma E_1(282)} = 2,9 \cdot 10^9$) à celle du rayonnement « pur E_1 » de 208 keV du ^{177}Hf :

$$B_{\gamma E_1(208)} > 1,82 \cdot 10^{11}$$

on trouve :

$$\frac{B_{E_1(208)}}{B_{E_1(282)}} > 63.$$

Ces deux transitions E_1 « rapide » (208) et « lente » (282) s'effectuant entre les niveaux de particule et de rotation ayant dans les deux noyaux les mêmes spins avec des parités opposées (discussion, chap. V).

IV. — $^{223}\text{Ra}(\text{AcX})$. Rayonnement de 50 keV.

Dans un premier travail (33) portant sur les γ de faible énergie qui suivent la désintégration α du RdAc , Frilley et ses collaborateurs ont mis en évidence un photon de 50 keV de nature E_1 qui part du niveau de 80 keV. Hyde (38) par spectrométrie et coïncidence $\gamma - \gamma$ avec INa(Tl) , a montré que le rayonnement de 50 keV est en coïncidence avec celui de 236 keV. Ceci conduirait à admettre que le photon de 50 keV ne part pas du niveau de 80 keV, mais de celui de 286 keV. Les intensités de structure fine α (33) confirment cette deuxième interprétation.

L'étude des rayonnements énergiques a été effectuée également par Frilley et autres (33). Ces auteurs présentent un schéma des niveaux de AcX et donnent la nature des divers rayonnements.

Suivant leur schéma, le niveau de 286 keV se désexcite par l'émission des rayonnements de 286 keV (M_1), de 50 (E_1) + 236 (M_1) keV et de 256 (E_2) + 30 (E_2) keV.

INTERPRÉTATION NOUVELLE DE LA DÉSEXCITATION DU NIVEAU DE 286 keV. — La nature du γ de 50 keV est bien établie. Le coefficient de conversion mesuré est compris entre 0,4 et 2, la valeur de Rose pour un E_1 est $\alpha_L \simeq 0,6$.

Nous avons mesuré le coefficient de conversion du photon de 236 keV en effectuant les coïncidences 50 keV — ($X_K + 236$ keV). On obtient la valeur : $\alpha_K \simeq 0,24$. Les tables de Rose donnent pour un E_1 : $\alpha_K = 0,05$,

pour un $E_2 : \alpha_K = 0.12$ et 1,3 pour un M_1 . Le rayonnement de 236 keV est ainsi compatible avec un $M_1 + E_2$.

Dans ces conditions la conservation de la parité interdit que les rayonnements de 286 (M_1) keV et 256 (E_2), partent du niveau de 286 keV, à moins que la nature de ces photons ne soit pas celle indiquée (33).

On constate que le rapport $K L_1$ expérimental (33) du γ de 286 keV peut être celui d'un E_1 ou $E_1 + (M_2)$. De plus la détermination du coefficient de conversion du γ de 256 keV n'est pas précise, comme l'indiquent les auteurs (33) et il est possible que ce rayonnement soit aussi un E_1 ou $E_1 + (M_2)$. La mesure de la période du rayonnement de 50 keV confirmerait une telle interprétation (voir la discussion).

Nous remarquerons que les photons de 286 et 256 keV sont faiblement convertis (33) et que leur intensité γ est inférieure à celle du rayonnement γ de 50 keV (38).

MESURE DE LA PERIODE DU RAYONNEMENT DE 50 keV (32). — On trace pour cela la courbe des coïncidences retardées α (5,7 MeV) et γ (50 keV). Les rayonnements α sont détectés par une lamelle clivée de INa(Tl) placée dans le vide avec la source de RdAc . Le rayonnement γ est détecté par un cristal INa(Tl) . L'étude directe de la courbe de résolution montre que la période du niveau de 286 keV est $T_{1/2} < 2 \cdot 10^{-9}$ sec. Comme ce niveau se désexcite principalement par l'émission du photon de 50 keV, on a pour période du rayonnement E_1 de 50 keV (1) :

$$T_{1/2} < 2 \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

DISCUSSION. — Nous avons vu dans l'étude des noyaux de ^{175}Lu et ^{177}Hf qu'il y avait des transitions E_1 rapides et lentes. On trouve aussi dans les noyaux lourds déformés ces deux sortes de transition (UN₂ et chap. V).

Dans le cas de ^{177}Hf la transition E_1 rapide de 208 keV renversait complètement le rapport des intensités des rayonnements de désexcitation du niveau de 321 keV.

Nous sommes vraisemblablement ici en présence d'un cas identique. Du point de vue théorique l'intensité des rayonnements E_1 de 286 et 256 keV devrait être nettement supérieure à celle du rayonnement E_1 également de 50 keV. Comme ce rayonnement est un E_1 « rapide », la probabilité de désexcitation du niveau de 286 keV par émission du γ de 50 keV augmente et peut être, en accord avec l'expérience, supérieure à celle des rayonnements « lents » $E_1 + (M_2)$ de 286 et 256 keV.

(1) Une étude effectuée ultérieurement [H. Vartapetian, *C. R. Acad. Sci.*, 1958, 246, 1109] montre que la période du rayonnement E_1 de 50 keV est $T_{1/2} = (6.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-10}$ sec., celle du niveau de 286 keV : $T_{1/2} = (7.7 \pm 0.7) \cdot 10^{-10}$ sec. On obtient alors, à partir du niveau de 286 keV la cascade : 236 + 50 keV.

V. — $^{234}\text{Pa}(\text{UX}_2)$. Niveau de 92 keV.

RAPPEL DES RÉSULTATS CONNUS SUR UX_2 ET ^{234}U . — Le $^{234}\text{Th}(\text{UX}_1)$ de période 24 jours, se désintègre par émission β pour donner le $^{234}\text{Pa}(\text{UX}_2)$ (période 1,14 minute), et un niveau isomère UZ de période 6,6 heures. Le ^{234}Pa et UZ se désintègrent à leur tour par émission β pour donner le ^{234}U (41) (58). Lorsqu'on étudie la désintégration de l' UX_2 , on se trouve rapidement en présence des rayonnements β et γ des deux dérivés. Nous négligeons dans cette étude ceux de l' UZ . Zijp et ses collaborateurs (86) ont en effet montré que le rapport d'embranchement γ (vers l' UZ) et β (vers ^{234}U) de l' UX_2 est $\frac{\gamma}{\beta} \simeq 0,63$ p. 100.

Nous représentons (fig. 24) le schéma des niveaux de UX_2 et ^{234}U déduit des travaux de Ong Ping Hok (58) et Johansson (41).

Le rayonnement β de 2,3 MeV, qui aboutit au niveau fondamental de ^{234}U fait à lui seul, et selon les auteurs, de 90 p. 100 (72) à 98,8 p. 100 (41) des désintégrations de l' UX_2 . Les rayonnements γ de haute énergie sont peu convertis dans les couches K et L de ^{234}U sauf le γ de 810 keV (0,2 à 0,6 p. 100) qui serait totalement converti dans la couche K ($X_K = 94$ keV).

Il existerait également d'après Ong Ping Hok (58) un γ de 43 keV totalement converti dans la couche L, mais l'intensité ne semble pas déterminée ainsi que les γ qui aboutissent au niveau de 43 keV. Johansson (41) ne signale pas la présence de ce niveau.

Nos mesures montrent (fig. 26 (b), 27 (b)) l'existence de coïncidences β ($E > 100$ keV) — X_K et γ ($E > 100$ keV) — X_L et surtout de coïncidences X_K — X_L . On remarquera d'après le schéma (fig. 24) que le nombre de coïncidences X_L — X_L doit être faible.

Le schéma des niveaux de UX_2 (fig. 24) a été établi par Johansson (41) il donne pour les coefficients de conversion des γ de UX_2 des valeurs approximatives. Ces valeurs proviennent de la combinaison de ses propres résultats (pour l'intensité γ) avec ceux de Stoker et collabora-

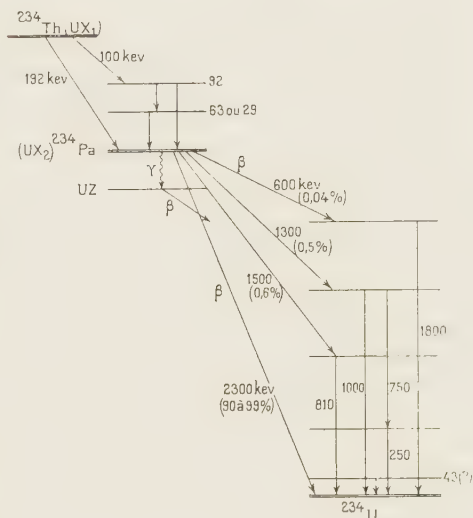


Fig. 24.

teurs (72) (pour l'intensité des β et des électrons de conversion). Il n'indique pas ensuite la proportion de X_K (94 keV) de ^{234}U présente dans la raie γ de 92 keV. Ong Ping Hok... (58) (59) donnent les coefficients de conversion des γ de 92 et 63 keV, mais ne peuvent atteindre celui du γ de 29 keV (électrons de conversion de faible énergie).

Nous avons repris la mesure des coefficients de conversion des trois γ de 92, 63 et 29 keV, par la méthode des coïncidences $\gamma - \gamma$, en tenant compte de la présence, dans le spectre des rayonnements γ de UX_1 , des photons $X_{K,L}$ de ^{234}U .

La source sans matière déposée sur 2 μAl , ayant une activité de l'ordre de 1 μC , a été préparée par Mme Quesney et M. Bouissières par extraction de l' UX_1 au moyen du tributyl phosphate.

SPECTROMÉTRIE γ SIMPLE DES RAYONNEMENTS DE UX_1 . — L'étude du rayonnement γ émis par la source, après interposition d'un absorbant de 4 mm Be destiné à arrêter au maximum les β durs de UX_2 , permet de mettre en évidence quatre rayonnements de 16 keV (X_1), 29 keV,

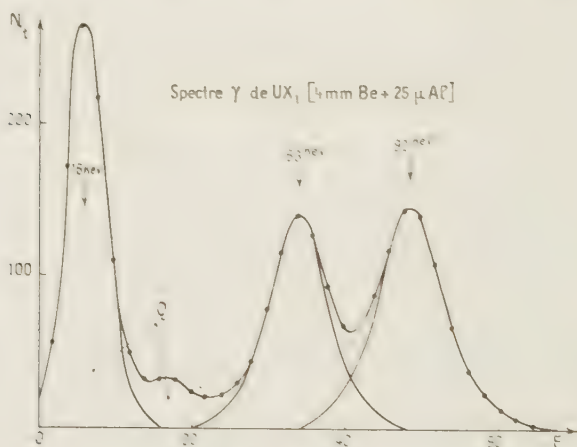


Fig. 25 a.

63 et 92 keV (fig. 25 (a)). Le rayonnement de 92 keV comprend les photons X_K (94 keV) de conversion des γ de ^{234}U .

La décomposition du spectre γ , après les corrections d'absorption dans les écrans, et d'efficacité du cristal de INa(Tl) (3.4×2.5) permet d'obtenir l'intensité relative des photons de 63 keV (45,5 p. 100) et de 92 keV + X_K (54,5 p. 100).

Le détecteur γ est suffisamment éloigné pour éviter les additions 63 + 29 keV dans le cristal INa(Tl) . Nous avons effectué la mesure des

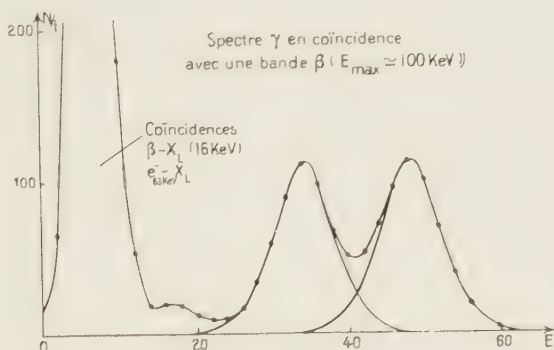


Fig. 25 b.

intensités, en retranchant un fond continu qui provient des Compton des γ de ^{234}U et des β durs absorbés dans $\text{INa}(\text{Tl})$.

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DES RAYONNEMENTS X DE ^{234}U . — Pour avoir l'intensité relative exacte des photons de 63 et 92 keV de UX_2 , il faut tracer le spectre γ en coïncidence avec une tranche du spectre β de faible énergie (~ 100 keV) de UX_1 . Pour effectuer valablement cette mesure, il faut connaître :

- 1) la forme des spectres β de UX_1 en coïncidence avec les deux γ de 63 et 92 keV;
- 2) l'influence des rayonnements β de UX_2 sur le spectre β de UX_1 .

SPECTRES EN COÏNCIDENCE AVEC LES γ DE L' UX_2 . — Les rayonnements β sont détectés par le même cristal de 6/10 de millimètre d'anthracène (fig. 20). On sélectionne dans le canal γ les amplitudes d'impulsions qui correspondent au pic photoélectrique des rayonnements de 63 et 92 keV.

Les spectres β obtenus en coïncidence sont représentés sur la figure 26 (a). Les courbes 2 et 3 correspondent à la même énergie maximum β de ~ 100 keV. Celle-ci a été déterminée en traçant dans les mêmes conditions le spectre β du ^{203}Hg pour lequel on connaît l'énergie des électrons de conversion K et L du photon de 279 keV.

Aux faibles énergies la forme des deux spectres est différente. Cette différence provient de l'absorption dans l'anthracène des photons X_1 (16 keV) de conversion du 29 keV en coïncidence avec le γ de 63 keV. Pour le voir, on arrête les β jusqu'à 100 keV (écran de 40 mg/cm² Al), on obtient alors en coïncidence la courbe 4.

Ainsi on peut affirmer que les deux γ de 92 et 63 keV sont en coïncidence avec le même spectre β d'énergie maximum de l'ordre de 100 keV.

Pour avoir la forme exacte de ce spectre, il faudrait tenir compte : de la réponse non linéaire de l'anthracène aux rayonnements d'énergie inférieure à 125 keV, de la diffusion en arrière dans le support d'Al et dans l'absorbant de 4 mm Be, et enfin de la diffusion des β de faible énergie dans le cristal d'anthracène. Ces corrections ne peuvent être effectuées avec grande précision.

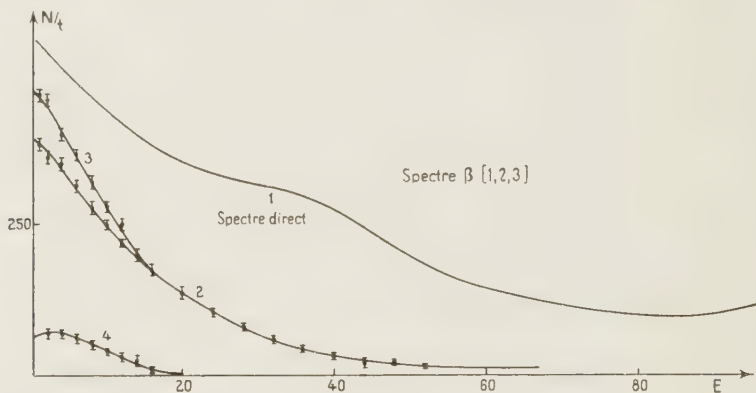


Fig. 26 a.

Influence des rayonnements β de UX_2 . — Les rayonnements β de l' UX_2 sont de grande énergie, aussi leur contribution aux énergies inférieures à 100 keV doit être faible. Nous avons tracé le spectre β en coïncidence avec tous les γ d'énergie supérieure à 100 keV (les γ de ^{234}U). On obtient un fond uniforme qui correspond au début de spectre des β de haute énergie de UX_2 .

Spectre γ de UX_2 obtenu par coïncidences. — On trace le spectre γ en coïncidence avec une tranche β située dans le spectre de UX_1 d'énergie maximum 100 keV (fig. 25 (b)). Le canal β doit être placé de façon à ne pas prendre de photons X_L absorbés dans l'anthracène, ils donneraient une augmentation du nombre des γ de 63 keV. Dans le canal β , on prend une partie négligeable des β de UX_2 .

De la courbe (fig. 25 (b)) on déduit l'intensité relative des photons de 63 keV (48 p. 100) et de 93 keV (52 p. 100). En comparant ce résultat à celui obtenu précédemment dans le cas des photons de 63 keV et 92 keV + X_K on trouve que :

$$\frac{N_{X_K}(^{231}U)}{N_{\gamma 92}(UX_2)} \simeq 0,11.$$

Limite supérieure du nombre des photons X_L de ^{234}U . — La figure 26 (b) représente le spectre γ en coïncidence avec tous les β d'énergie supérieure à 150 keV (quasi-totalité des β de UX_2).

On obtient principalement deux raies qui correspondent aux rayonnements X_L et X_K de ^{234}U . On trouve après avoir effectué les corrections d'absorption et d'efficacité $\frac{N_{X_L}}{N_{X_K}} \simeq 1$, c'est une valeur maximum. En effet dans la voie β on prend, en plus des rayonnements β , les électrons de conversion des γ durs de ^{234}U ; or d'après le schéma (fig. 24) un certain nombre de ces γ peuvent tomber sur le niveau de 43 keV (ce rayonnement étant converti dans la couche L). Le nombre des coïncidences N_{X_L} apparaît alors plus grand qu'il n'est en réalité.

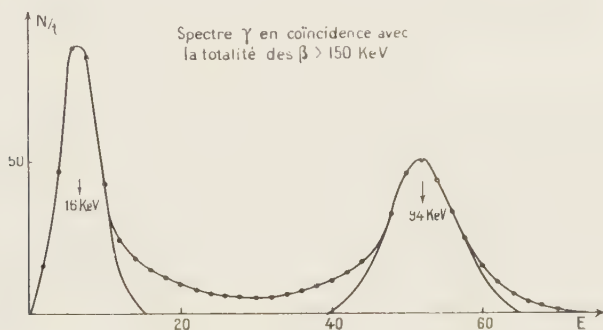


Fig. 26 b.

MESURE DES COEFFICIENTS DE CONVERSION. — A) *Coefficient de conversion du γ de 29 keV* (81). — On trace le spectre γ en coïncidence avec le rayonnement de 63 keV.

On effectue une mesure avec comme absorbant 4 mm Be + 25 μAl (courbe 1, fig. 27 (a)). On en déduit le rapport $\frac{N_L}{N_\gamma}$ du nombre des photons X_L de conversion sur le nombre de γ de 29 keV. Comme $\alpha_L = \frac{N_L}{N_\gamma} \frac{1}{\sigma_L}$ ($\sigma_L \simeq 0,46$ est le rendement de fluorescence pour $Z = 91$) (18) on trouve $\alpha_L \simeq 12$.

La courbe 2 (fig. 27 (a)) représente le même spectre en coïncidence avec cette fois un écran supplémentaire de 1/10 de millimètre Sn (discontinuité K de Sn, $E \simeq 29,2 \text{ keV}$). Comme nous effectuons une mesure en coïncidence, nous ne sommes pas gênés par les rayonnements X_K (25 keV) provenant de l'absorption du γ de 92 keV dans l'étain. La décomposition du spectre conduit à la valeur $\alpha_L \simeq 10,5$ (ce qui montre, de plus, que l'énergie du rayonnement considéré correspond juste à la discontinuité K de Sn).

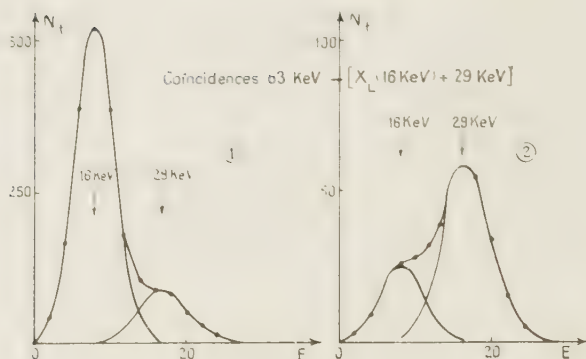


Fig. 27 a.

On obtient finalement pour le coefficient de conversion dans la couche L du γ de 29 keV $\alpha_L = 11 \pm 1$.

Les calculs de Rose donnent pour un E_1 : $\alpha_L = 2$, pour un M_1 : $\alpha_L = 120$ et 3 000 pour un E_2 . Pour un M_2 : $\alpha_L = 18 000$. Notre valeur se rapproche le plus de celle d'un rayonnement dipolaire électrique.

L'écart avec la valeur théorique peut provenir d'une très faible proportion de M_2 ($5 \cdot 10^{-4}$) (la présence du M_2 étant due à une interdiction partielle du E_1 , voir la discussion). La mesure de la vie moyenne de ce γ confirmerait cette interprétation.

Coefficient de conversion du rayonnement de 63 keV. — On trace le spectre γ en coïncidence avec les photons X_L (16 keV) (fig. 27 (b)). Ce spectre comprend les pics de 16 keV (X_L), 29 et 63 keV qui correspondent aux rayonnements de la cascade 29 + 63 keV de U_{X_2} , mais aussi un pic vers 94 keV qui correspond vraisemblablement aux coïncidences $X_L - X_K$ dans ^{234}U .

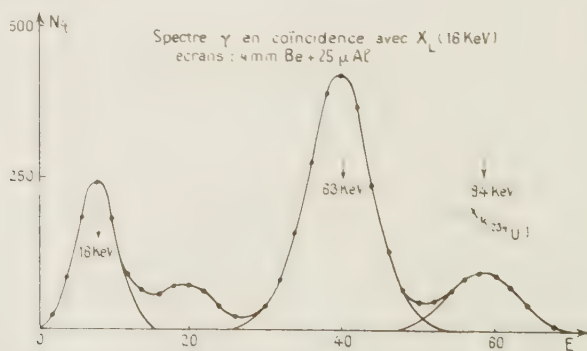


Fig. 27 b.

On a toujours $\alpha_L = \frac{N_L}{N_{\gamma 63}} \frac{1}{\omega_L}$, N_L étant le nombre de coïncidences compté sur la courbe mais divisé par 2 (les deux canaux étant placés dans les deux voies sur les pics de 16 keV, l'efficacité de coïncidence est doublée). Après avoir effectué les corrections d'absorption et d'efficacité, on trouve :

$$\alpha_{L 63} = 0,4 \pm 0,03.$$

Dans cette mesure, nous n'avons pas tenu compte des coïncidences $X_L - X_L$ dans ^{234}U . Si elles existent, d'après le schéma (fig. 24), leur nombre doit être faible. Ceci est confirmé par la comparaison de $\alpha_{L 63}$ avec celui d'un rayonnement E_1 pur donné par Rose ($\alpha_L \simeq 0,32$). Le faible écart obtenu peut provenir des coïncidences parasites $X_L - X_L$ dans ^{234}U .

Coefficient de conversion du rayonnement de 92 keV. — On doit calculer dans le spectre γ direct (fig. 25 (a)), le nombre des photons de 92 keV ($N_{\gamma 92}$) et celui des photons X_L qui proviennent exclusivement de la conversion L du γ de 92 keV ($N_{x 92}$).

Puisque les rayonnements de 29 et 63 keV forment une cascade parallèle à 92 keV, et qu'il n'y a pas de rayonnements β qui arrivent au niveau intermédiaire, on peut écrire :

$$(1) \quad N_{\gamma 63}(1 + \alpha_{63}) = N_{\gamma 29}(1 + \alpha_{29}),$$

$$(2) \quad \frac{N_{x 29}}{N_{\gamma 29}} \simeq 5 \quad \text{et} \quad \frac{N_{x 63}}{N_{\gamma 63}} \simeq 0,19.$$

On mesure globalement sur la courbe (fig. 25 (a)) la quantité Q .

(3) $Q = N_{x 92} + N_{x 63} + N_{x 29} + N_{x_{L(234U)}} + N_{\gamma 29} +$ pic d'échappement des photons de l'iode.

A l'aide des relations (1), (2) et (3) et connaissant $N_{\gamma 63}$ (mesuré sur la courbe) et $N_{x_{L(234U)}}$ (voir la détermination précédente de N_{x_K} et N_{x_L} dans ^{234}U), on en déduit $N_{x 92}$. On mesure $N_{\gamma 92}$ sur la courbe, alors :

$$\alpha_{L 92} = 1,7 \pm 0,4.$$

Ong Ping Hok et ses collaborateurs (58) ont obtenu par spectrométrie β la valeur $\alpha_L \simeq 2$. Les calculs de Rose donnent pour E_1 : $\alpha_L = 0,1$, pour E_2 : $\alpha_L = 40$, et la valeur $\alpha_L = 5$ pour un M_1 .

Les calculs effectués par Sliv (69) qui tiennent compte de la grande finesse du noyau conduisent à des valeurs de α_K et α_L , pour des M_1 , inférieures à celles données par Rose. Le facteur de réduction augmente avec Z et peut atteindre la valeur de 50 p. 100 pour $Z = 92$ (des tables n'existent pas encore pour les α_L). Les mesures effectuées sur des M_1 et des $M_1 + E_2$ dans les noyaux lourds confirment ces calculs (52) (84).

Rapport d'embranchement des deux γ de 92 et 63 keV. — Par la comparaison des intensités γ des rayonnements de 63 et 92 keV, et la connaissance des coefficients de conversion de ces rayonnements, nous pouvons fixer à 68 p. 100 et à 32 p. 100 le rapport d'embranchement entre la transition directe de 92 keV et la cascade de 29 et 63 keV.

MESURE DE LA PÉRIODE DES NIVEAUX DE UX_2 . — *Période du niveau*

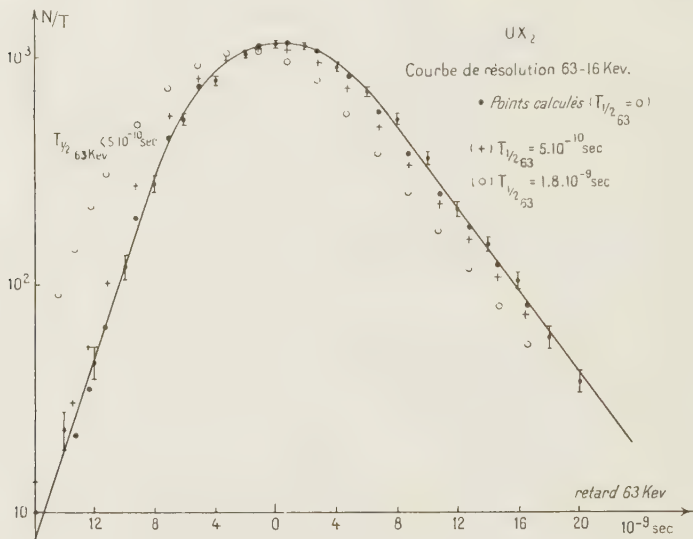


Fig. 28.

intermédiaire. — On effectue les coïncidences retardées 63 — X_L (du γ de 29 keV). Ces rayonnements sont détectés par deux cristaux de $INa(Tl)$. Le temps de résolution du circuit de coïncidence (déterminé avec les deux γ de 510 keV du ^{22}Na) est de $1,2 \cdot 10^{-8}$ sec. La courbe de résolution est représentée (fig. 28). Les points calculés en admettant que $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec et $k = 3,1$ et $T_{1/2 63} = 0$ sont aussi portés sur la figure.

On obtient un accord satisfaisant entre les courbes expérimentales et calculées. Si nous admettons que $T_{1/2 63} = 5 \cdot 10^{-10}$ sec, on obtient une courbe calculée qui diffère encore de la courbe expérimentale. On peut affirmer que la période du niveau intermédiaire est $T_{1/2} < 5 \cdot 10^{-10}$ sec. Le rayonnement de 63 keV étant un E_1 pur, il est probable (voir discussion, chap. V) que le niveau intermédiaire soit celui de 63 keV (transition E_1 « rapide »).

Période du niveau de 92 keV (81). — Nous avons mesuré deux fois la période en effectuant les coïncidences retardées β ($E_{max} \simeq 100$ keV) — γ

de 63 et 92 keV (le montage est représenté (fig. 20)). Le temps de résolution du circuit de coïncidence est réglé à $2\Delta t \simeq 8 \cdot 10^{-9}$ sec. Nous avons comparé la courbe $\beta - \gamma$ (63 keV) avec la courbe tracée dans les mêmes conditions avec les rayonnements $\beta - X_K$ du ^{203}Hg (période du niveau de 279 keV $T_{1/2} = 1,2 \cdot 10^{-10}$ sec (24)).

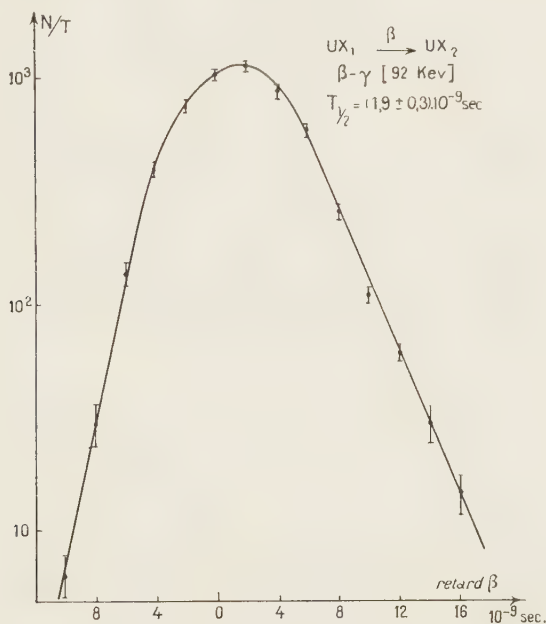


Fig. 29 a.

La mesure de la pente de la courbe de résolution $\beta - \gamma$ (92 keV) (fig. 29 (a)) donne la valeur $T_{1/2} = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec.

Pour la courbe de résolution $\beta - \gamma$ (63 keV) (fig. 29 (b)), la mesure de la pente conduit à la valeur $T_{1/2} = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec. La méthode du déplacement du centre de gravité entre les deux courbes UX_2 et ^{203}Tl (fig. 29 (b)) donne $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec.

Nous pouvons calculer ces courbes de résolution en admettant : $\Delta t_f = 4,3 \cdot 10^{-9}$ sec, $k = 3,1$ photoélectrons par keV (INa(Tl)) $2\Delta t = 8 \cdot 10^{-9}$ sec, pour l'anthracène et les β envisagés, une vie moyenne d'apparition du premier photoélectron de $T_a \simeq 10^{-9}$ sec, et pour la période du niveau de 92 keV $T_{1/2} = 1,8 \cdot 10^{-9}$ sec. On obtient un accord satisfaisant entre les courbes expérimentales et calculées. En particulier dans le cas du rayonnement de 63 keV, on obtient une pente calculée de l'ordre de $2,2 \cdot 10^{-9}$ sec bien qu'on admette la période de

$1,8 \cdot 10^{-9}$ sec (cette différence provient du fait qu'on ne peut négliger la pente propre τ_{12} du rayonnement de 63 keV. § III, chap. II). Les fins de courbes ne coïncident pas exactement, vraisemblablement pour les raisons indiquées au chapitre II (la forme de Δt_f est approchée). On obtient finalement pour la période du niveau de 92 keV :

$$T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \text{ sec.}$$

Vies moyennes partielles γ . — La connaissance des intensités rela-

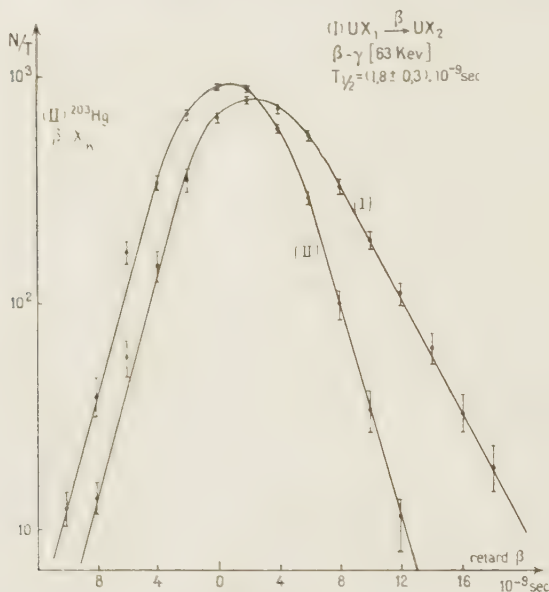


Fig. 29 b.

tives, et des coefficients de conversion, nous permet d'atteindre les vies moyennes partielles γ , des rayonnements de désexcitation du niveau de 92 keV.

1) Pour le rayonnement M_1 de 92 keV on a :

$$\tau_{\gamma} = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{ sec.}$$

La formule de Weisskopf conduit à une valeur 250 fois plus petite, ce qui placerait cette transition dans la catégorie des « M_1 interdites ».

2) Pour le rayonnement de 29 keV $E_1 + (M_2)$, on trouve une vie moyenne $\tau_{\gamma} = 10^{-7}$ sec. Il se classe ainsi dans la catégorie des rayonnements $E_1 + (M_2)$ de longue période (voir discussion, chap. V).

CHAPITRE V

Discussion des résultats expérimentaux.

I. — Transitions M_1 dans le ^{131}Cs et UX_2 .

Les valeurs de τ_γ que nous avons obtenues pour les rayonnements de 122 keV (^{131}Cs) et de 92 keV (UX_2), se placent bien sur la droite correspondant aux transitions M_1 interdites dans les noyaux de Z impair (24) (35).

Le tableau I comprend les valeurs expérimentales de τ_γ données par Graham et Bell (35) et De Waard et Gerholm (24). Nous avons ajouté le ^{131}Cs et le noyau impair-impair UX_2 (^{234}Pa). Ce tableau contient les $|\mu|^2$ expérimentaux tirés de l'équation (4) du chapitre premier.

TABLEAU I

M_1 « interdits » dans les noyaux de Z impair et dans ^{234}Pa .

Noyaux	Energie (keV)	Nature	$\tau_\gamma (M_1)$	$ \mu ^2$ exp.	$ \mu ^2$ théo.	Réf.
$^{131}_{53}\text{I}$	147	$(M_1 + E_2)$	$1,5 \pm 0,2 \cdot 10^{-9}$	0,032		(24)
$^{133}_{55}\text{Cs}$	81	M_1	$2,6 \pm 0,2 \cdot 10^{-8}$	0,014	0,0085	(35)
$^{135}_{55}\text{Cs}$	248	$M_1 + (E_2) ?$	$6,2 \pm 1,5 \cdot 10^{-10}$	0,02	0,012	(35)
$^{139}_{57}\text{La}$	163	M_1	$2,7 \pm 0,2 \cdot 10^{-9}$	0,016		(24)
$^{141}_{59}\text{Pr}$	145	M_1	$3,9 \pm 0,4 \cdot 10^{-9}$	0,012		(24)
$^{147}_{61}\text{Pm}$	91,5	M_1	$1,13 \cdot 10^{-8}$	0,022		(35)
$^{203}_{81}\text{Tl}$	279	$M_1 + E_2$	$7,2 \pm 1,3 \cdot 10^{-10}$	0,012	0,008	(24)
$^{131}_{55}\text{Cs}$	122	M_1	$8,6 \pm 0,6 \cdot 10^{-9}$	0,011	0,014	p. thèse
$^{234}_{91}\text{Pa}$	92	M_1	$1,1 \pm 0,15 \cdot 10^{-8}$	0,021		p. thèse

La dispersion autour de la valeur moyenne pour $|\mu|^2$ expérimental en ne considérant pas le cas de ^{131}I est de $\Delta |\mu|^2 / |\mu|^2 \simeq 30$ p. 100. Il est donc difficile d'admettre l'explication des M_1 interdits par les mélanges de configuration (83) (voir chapitre premier).

TRANSITION DE 122 KEV DANS LE ^{131}Cs . — Nous pouvons essayer d'expliquer cette transition en partant de l'hypothèse d'un moment additionnel dû aux interactions de couplage spin orbite (24). Jensen et Mayer (40) ont calculé le moment dipolaire magnétique additionnel $|\mu|$, dû au couplage $(\vec{l}, \vec{s})$ pour un noyau de masse $A = 100$ et $l = 4$ pour une énergie de séparation $(\vec{l}, \vec{s})$ de 2 MeV. Ils montrent que ce moment est pratiquement indépendant de A et qu'il est proportionnel à l'énergie $E_s^{(l)}$ de séparation $(\vec{l}, \vec{s})$ $|\mu| \simeq \frac{E_s^{(l)}}{2l+1}$.

Si nous admettons pour le ^{131}Cs une séparation $g_{7/2} - g_{9/2}$ de 2 MeV, on trouve $|\mu|^2 = (0,25)^2 = 0,062$ supérieure à la valeur expérimentale de 0,011. Or l'énergie de séparation (2 MeV) n'est pas connue avec précision, on admet en général qu'elle est déterminée à 1 MeV près.

Le noyau se rapprochant le plus du ^{131}Cs et qui possède dans son spectre deux niveaux $g_{7/2} - g_{9/2}$ est ^{115}In (76) l'énergie de séparation est $E_s = 935$ keV. En prenant cette valeur on trouve $|\mu|_{\text{théo}}^2 = 0,014$ en bon accord avec la valeur expérimentale.

Ce résultat confirmerait par conséquent l'hypothèse que les « M_1 interdits » dans les noyaux de Z impair sont dus au moment d'interaction spin-orbite.

Transition de 92 keV dans le ^{234}Pa (UX_2). — C'est le seul cas de transition interdite M_1 dans les noyaux impair-impair. On ne connaît pas exactement le spin et la nature des niveaux (de 63 et 92 keV). Il semble qu'on puisse affirmer, toutefois, qu'aucun de ces niveaux n'est un niveau de rotation du fondamental (le 63 keV a une parité opposée, et le 92 keV se désexcite vers le fondamental par émission d'un rayonnement M_1 pur).

Le fait que le ^{234}Pa (UX_2) se place bien sur la courbe correspondant aux noyaux $Z(i)$ (tableau I), tend à prouver que le niveau de 92 keV correspond à un niveau de particule dû à la transition du proton impair seul. La fonction d'onde ayant peu d'influence sur la probabilité de transition M_1 interdite, et le moment d'interaction spin-orbite, ne variant pas avec A , on doit bien retrouver pour ce moment une valeur correspondant à celle des noyaux de Z impair.

II. — Transitions dipolaires électriques (E_1) (noyaux impairs).

L'étude des transitions dipolaires électriques montre qu'on doit distinguer deux classes de transitions. Celles de périodes mesurables supérieures à $2 \cdot 10^{-9}$ sec (^{175}Lu , UX_2), et celles dont les périodes sont inférieures à $2 \cdot 10^{-9}$ sec (^{177}Hf , ^{223}Ra , UX_2). Plusieurs auteurs ont observé dans les noyaux déformés ces deux types de transitions E_1 « lentes » et « rapides ».

Nous avons porté dans le tableau II les noyaux qui possèdent des transitions E_1 « lentes » et dans le tableau III ceux qui possèdent des transitions E_1 « rapides ». On donne dans les colonnes 3 et 4, les coefficients de conversion interne admis pour ces rayonnements ainsi que la nature de ces rayonnements.

Nous pouvons alors constater que les E_1 « lents » ont des coefficients de conversion supérieurs (d'un facteur qui peut atteindre 6), aux coefficients théoriques de Rose et Sliv. Au contraire les coefficients de conversion des E_1 « rapides » sont en bon accord avec ceux calculés par ces auteurs.

Cette différence de comportement des E_1 vis-à-vis de la conversion interne, peut s'expliquer, soit par la présence de pourcentage M_2 dans les transitions E_1 « lentes », soit par le fait que les coefficients de conversion E_1 de Rose et Sliv sont incomplets pour les transitions E_1 « lentes ». En effet selon Church et Weneser (21) la structure nucléaire doit intervenir dans le calcul des coefficients de conversion interne, et d'une manière non négligeable, surtout dans le cas de transitions γ interdites. Church et Weneser ne présentent aucun résultat relativement aux transitions électriques.

TABLEAU II

Noyaux	Energie (keV)	α_K ou L	Nature	$T_{1/2}$	Réf.
^{169}Tm	63	$0,19 \pm 0,04$	$E_1 + M_2$	$4,5 \cdot 10^{-8}$	(36) (53) (1)
^{176}Lu	396	0,06	$E_1 + M_2$	$3,4 \cdot 10^{-9}$	p. thèse
	282	0,034	$E_1 + M_2$		
^{177}Lu	146	$0,63 \pm 0,08$	$E_1 + M_2$	$1,22 \cdot 10^{-7}$	(25)
^{227}Ac	27	7	$E_1 + (M_2)$	$4,2 \cdot 10^{-8}$	(74)
^{231}Pa	85	?	$E_1 + (M_2) ?$	$4,1 \cdot 10^{-8}$	(73)
	26				
^{233}Pa	87	?	$E_1 + (M_2) ?$	$3,7 \cdot 10^{-8}$	(29)
	30				
^{234}Pa	29	11 ± 1	$E_1 + (M)$	$7 \cdot 10^{-9}$	p. thèse
^{237}Np	60	$0,72 \pm 0,07$	$E_1 + (M_2)$	$6,5 \cdot 10^{-8}$	(8) (39) (2)
	26,4	5,5	$E_1 + (M_2)$		
^{239}Pu	105	0,23	$E_1 + (M_2)$	$1,93 \cdot 10^{-7}$	(30)
	61				

(1) La nature $E_1 + M_2$ a été admise par ces auteurs en partant du coefficient de conversion α_L et des rapports d'intensité $L_I : L_{II} : L_{III}$.

(2) La valeur expérimentale des rapports d'intensité $L_I : L_{II} : L_{III}$ du rayonnement de 60 keV, donnée par Hollander, Smith et Rasmussen (*Phys. Rev.* 1956, 102-1372) est en désaccord avec la valeur théorique de Rose pour un E_1 ou un $E_1 + M_2$. Le coefficient de conversion interne α_L est égal à 2 fois celui de Rose pour un E_1 . Les corrélations angulaires donnent une nature E_1 pour ce rayonnement.

Nous continuerons donc à adopter le point de vue couramment admis (20) (25) (36) (53) (54), qui consiste à expliquer l'augmentation de la valeur des coefficients de conversion par la présence d'un certain pourcentage de rayonnement d'un autre ordre multipolaire. Des mesures précises de corrélations angulaires seraient nécessaires pour confirmer l'existence de tels mélanges.

En admettant la présence de pourcentage M_2 dans les transitions E_1 lentes, nous pouvons calculer les probabilités partielles γ des termes purs E_1 et M_2 . Les valeurs obtenues sont portées, en unité Weisskopf, dans le tableau IV. Mise à part l' UX_2 , on peut voir que les probabilités de transition γ des M_2 sont en accord avec celles de Weisskopf, elles sont peu sensibles à la déformation des noyaux. Les probabilités de transition E_1 sont par contre inférieures d'un facteur 10^4 à 10^7 .

TABLEAU III

Noyaux	Energie (keV)	α_K ou l.	Nature	$T_{1/2}$	Réf.
^{153}Eu	98	$0,3 \pm 0,1$	E_1	$< 10^{-9}$	(82)
^{177}Hf	208	$0,042 \pm 0,002$	E_1	$< 4 \cdot 10^{-10}$	p. thèse
^{225}Ac	40	$\leq 1,0$	E_1	$< 2 \cdot 10^{-9}$	(61)
^{223}Ra	50	(0,4-2)	E_1	$< 2 \cdot 10^{-9}$	p. thèse
^{234}Pa	63	$0,4 \pm 0,03$	E_1	$< 5 \cdot 10^{-10}$	p. thèse
^{235}Np	48		E_1	?	(3)
^{239}Np	75	$< 0,25$	E_1	$< 2 \cdot 10^{-9}$	(4) (73)

FACTEUR DE RÉDUCTION DU E_1 DE 396 keV DU ^{175}Lu . — Chase et Wilets (20) en partant des fonctions d'ondes de Nilsson ont calculé la probabilité de transition E_1 de 396 keV $P_{(E_1)}$. Cette probabilité dépend de la déformation δ du noyau.

Si $\delta = 0$ on est dans le modèle en couches et $P_{(E_1)} = 0$. Pour une grande déformation, ces auteurs remarquent que le modèle de Nilsson implique que de nouveau $P_{(E_1)} = 0$. Pour une déformation moyenne, la probabilité de transition est faible comparée à une transition Weisskopf non interdite.

Pour une déformation $\delta = 0,28$ (^{175}Lu) ils trouvent $\frac{P_{(E_1)}}{P_{(\text{Weiss.})}} = 1,4 \cdot 10^{-4}$, alors que l'expérience donne $5 \cdot 10^{-7}$ (tableau IV). On obtient ainsi une réduction supplémentaire d'un facteur 300.

Si l'approximation du couplage fort n'est pas tout à fait justifiée, il se peut que la déformation ne soit pas la même pour l'état fondamental et pour le niveau de 396 keV. Ceci donne une réduction de la probabilité

TABLEAU IV

Noyaux	Energie (keV)	$\frac{P_{\gamma}(E_1) \text{ exp.}}{P_{\gamma}(E_1) \text{ Weiss.}}$	$\frac{P_{\gamma}(M_2) \text{ exp.}}{P_{\gamma}(M_2) \text{ Weiss.}}$
^{169}Tm	63	10^{-5}	0,35-3,5
^{178}Lu	396	$5 \cdot 10^{-7}$	0,8
	282	$7,2 \cdot 10^{-7}$	0,5
^{177}Lu	146	$2 \cdot 10^{-7}$	1,3
^{227}Ac	27	$1,7 \cdot 10^{-5}$	7
^{234}Pa	29	$6,7 \cdot 10^{-5}$	50
^{237}Np	60	$3,8 \cdot 10^{-6}$	0,75
	26,4	$3,8 \cdot 10^{-6}$	0,7
^{239}Pu	105	$4,4 \cdot 10^{-7}$	0,12

de transition. Ce facteur de réduction supplémentaire est très sensible (fonction exponentielle) à la variation de forme du noyau.

On peut également, pour expliquer l'écart observé entre la théorie et l'expérience, mettre en cause les fonctions d'ondes utilisées par Chase et Wilets. Tout en restant dans l'approximation du couplage fort, il serait nécessaire de calculer de nouvelles fonctions d'ondes en considérant une forme de potentiel nucléaire différente de celle du modèle de Nilsson (chap. premier).

COMPARAISON DES TRANSITIONS E_1 DANS LE ^{175}Lu ET ^{177}Hf . — On connaît pour ces deux noyaux les schémas et les spins des niveaux, les rapports d'intensité et les périodes de rayonnements γ .

On a dans le ^{175}Lu une transition E_1 « lente » (282 keV) et dans le ^{177}Hf une transition E_1 « rapide » (208 keV), telle que $\frac{B_{(208)}}{B_{(282)}} > 63$. Cette différence de comportement E_1 , n'est pas due au fait qu'un des noyaux est impair en protons et l'autre impair en neutrons, car on trouve dans le ^{237}Np (60 keV) et le ^{239}Np (75 keV) ces deux sortes de transitions E_1 avec $\frac{B_{(75)}}{B_{(60)}} > 33$ (tableaux II et III).

Il est intéressant de comparer les deux noyaux de ^{175}Lu et ^{177}Hf , car les rapports d'intensité des E_1 vers les deux niveaux d'une même famille de rotation sont connus, et il est possible de calculer ces rapports par la formule de Alaga et autres (2) (formule 6, chap. premier). Cette formule est valable dans l'approximation du couplage fort.

Si nous considérons le noyau de ^{237}Np , le niveau de particule de 60 keV se désexcite par l'émission de deux E_1 « lents » de 60 et 26,4 keV avec :

$$\frac{B_{26,4}^{(E_1)}[5/2 \rightarrow 7/2]}{B_{60}^{(E_1)}[5/2 \rightarrow 5/2]} = 0,8$$

alors que la théorie donne 0,4. Le rapport des $B(M_2)$ est égal au rapport théorique.

Dans le noyau de ^{175}Lu ($\delta = 0,28$) on trouve pour $\frac{B_{208}(E_1)[9/2 \rightarrow 9/2]}{B_{396}(E_1)[9/2 \rightarrow 7/2]}$ un écart de 10 avec la théorie, tandis que le rapport $\frac{B_{182}(M_2)}{B_{396}(M_2)}$ est égal au rapport théorique.

Pour le noyau de ^{177}Hf ($\delta = 0,26$) $\frac{B_{208}(E_1)[9/2 \rightarrow 9/2]}{B_{321}(E_1)[9/2 \rightarrow 7/2]}$ est égal à (10^3) fois le rapport théorique.

L'écart au couplage fort, s'il existe, ne peut pas expliquer ce gros désaccord avec la formule d'Alaga. Les deux noyaux de ^{175}Lu et ^{177}Hf ont en effet sensiblement la même déformation δ et la même première famille de rotation. Le désaccord provient du fait qu'une des transitions E_1 (celle de 208 keV de ^{177}Hf) voit sa probabilité augmenter et cette augmentation de la probabilité renverse le rapport des intensités.

On remarque que ce fait est général car, comme le montre le tableau III, la transition E_1 « rapide est l'unique voie de désexcitation des niveaux de période courte ($< 2 \cdot 10^{-9}$ sec). On n'obtient pas en effet deux transitions E_1 « rapides » en parallèle dont les probabilités réduites (B) satisfont à la formule de Alaga.

Ainsi deux noyaux qui présentent sensiblement la même déformation et les mêmes niveaux de rotation comme $^{175}\text{Lu} - ^{177}\text{Hf}$, $^{237}\text{Np} - ^{239}\text{Np}$, ont des rayonnements E_1 dont les probabilités de transition sont nettement différentes.

Il faut par conséquent admettre que les transitions E_1 sont beaucoup plus sensibles à la force de couplage, aux détails fins de la structure nucléaire, ou à d'autres grandeurs, que les niveaux de rotation et les probabilités de transition M_2 . Les probabilités de transition E_1 permettraient ainsi de mettre en évidence des phénomènes du second ordre qui distinguent des noyaux pourtant voisins.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

L'appareillage de coïncidences rapides que nous avons réalisé s'est montré répondre aux conditions requises.

Comme le laissaient prévoir les calculs des courbes de résolution des systèmes de coïncidence, les scintillateurs INa(Tl) ont pu être utilisés pour la mesure des périodes courtes de l'ordre de 10^{-9} sec.

Nous avons ainsi mis en évidence, pour la première fois, les périodes de niveaux excités dans les noyaux suivants :

^{134}Cs : niveau de 122 keV $T_{1/2} = (4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec.

^{175}Lu : niveau de 396 keV $T_{1/2} = (3,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec.

^{234}Pa (UX_2) : niveau de 92 keV $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ sec.

et fixer une limite supérieure pour les périodes du niveau de 321 keV du ^{177}Hf $T_{1/2} < 4 \cdot 10^{-10}$ sec, et du rayonnement de 50 keV du ^{223}Ra (AcX) : $T_{1/2} < 2 \cdot 10^{-9}$ sec ⁽¹⁾.

A la suite de mesures en coïncidence $\gamma - \gamma$, nous avons pu établir le schéma des niveaux du ^{131}Cs , et donner, par la valeur du coefficient de conversion interne la nature du rayonnement interdit de 122 keV. La transition M_1 de 122 keV, s'interprète comme étant due à l'existence, dans le noyau, d'une interaction spin orbite.

L'étude du ^{234}Pa (UX_2) nous a permis de mettre en évidence la première transition interdite M_1 (transition de 92 keV) dans les noyaux impairs en neutrons et en protons. D'après notre résultat, le niveau de 92 keV peut correspondre à un niveau de particule dû à la transition du proton impair seul.

Nous avons trouvé pour le rayonnement de 29 keV (E_1 « lent ») un coefficient de conversion cinq fois supérieur au coefficient théorique de Rose pour un E_1 pur. Pour le rayonnement de 63 keV (E_1 « rapide »), le coefficient de conversion est en accord avec celui de Rose.

Nous avons groupé nos résultats sur les E_1 (^{175}Lu , ^{177}Hf , ^{223}Ra , UX_2) avec ceux existant dans la littérature. On observe deux classes de transitions E_1 . On remarque que les transitions E_1 « lentes » ont des coefficients de conversion interne supérieurs aux coefficients théoriques de Rose et Sliv. Ceci peut s'expliquer soit par la présence d'un certain pourcentage de rayonnement M_2 , soit par le fait que les coefficients théoriques de Rose et Sliv sont incomplets pour cette classe de transition (intervention de la structure nucléaire dans le coefficient de conversion) ⁽²⁾.

Notre valeur de la probabilité de transition du γ E_1 de 396 keV du ^{175}Lu est inférieure d'un facteur 300 à celle calculée dans le modèle de Bohr-Mottelson. Pour interpréter ce désaccord on peut soit admettre que l'approximation du couplage fort n'est pas complètement justifiée, soit mettre en cause la forme du potentiel nucléaire utilisé par Nilsson.

Pour le ^{177}Hf , nous avons trouvé la valeur 125 pour le rapport des probabilités réduites de transition E_1 des rayonnements de 208 et 321 keV. Ce rapport est supérieur d'un facteur 10^3 au rapport théorique bien que le modèle collectif soit valable comme l'indique la présence des niveaux de rotation. Ce désaccord important doit être associé à la présence inexpliquée de deux types de transitions E_1 lentes et rapides dans les noyaux déformés (^{175}Lu et ^{177}Hf).

⁽¹⁾ Voir page 40.

⁽²⁾ Des calculs effectués récemment (S. NILSSON et J. RASMUSSEN : *Nuclear Physics*, 1958, 5, 617) confirmeraient cette hypothèse.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) L. AKERLIND, B. HARTMANN et T. WIEDLING. — *Philos. Mag.*, 1955, **46**, 448.
- (2) G. ALAGA, K. ALDER, A. BOHR et B. MOTTELSON. — *Danske Vidensk., Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 9.
- (3) F. ASARO. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1541.
- (4) F. ASARO et I. PERLMAN. — *Phys. Rev.*, 1954, **93**, 1423; 1955, **98**, 261 A.
- (5) Z. BAY. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 419.
- (6) Z. BAY. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1951, **22**, 397.
- (7) W. C. BEGGS, B. L. ROBINSON et R. W. FINK. — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 149.
- (8) J. BELING, J. NEWTON et B. ROSE. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 670.
- (9) P. R. BELL. — β and γ Ray Spectroscopy. K. Siegbahn, 1955, chapitre V.
- (10) R. E. BELL et R. L. GRAHAM. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 490.
- (11) R. E. BELL, R. L. GRAHAM et H. E. PETCH. — *Can. Jour. Phys.*, 1952, **30**, 35.
- (12) E. H. BELLAMY et K. F. SMITH. — *Philos. Mag.*, 1953, **44**, 33.
- (13) J. B. BIRKS. — *Scintillation Counters*. Pergamon Press, 1953.
- (14) C. H. BLANCHARD, R. AVERY et R. SACHS. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 292.
- (15) J. BLATT et V. WEISSKOPF. — *Theoretical Nuclear Physics*. J. Wiley et Sons, New York, 1952.
- (16) A. BOHR et B. MOTTELSON. — *Danske Vidensk., Mat. Fys. Medd.*, 1953, **27**, n° 16.
- (17) C. J. BORKOWSKI et R. L. CLARK. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1953, **24**, 1044.
- (18) E. H. S. BURHOP. — *J. Phys. Radium*, 1955, **16**, 625.
- (19) H. B. CASIMIR. — *Interaction between Atomic Nucleus and Electrons*, 1936.
- (20) D. CHASE et L. WILETS. — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1038.
- (21) E. L. CHURCH et J. WENESER. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 1382.
- (22) J. CORK, J. LE BLANC, W. NESTER et M. BRICE. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 76.
- (23) S. DE BENEDETTI et H. J. RICHINGS. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, **23**, 37.
- (24) H. DE WAARD et T. R. GERHOLM. — *Nuclear Physics*, 1956, **1**, n° 4, 281.
- (25) H. DE WAARD. — *Philos. Mag.*, 1955, **46**, 445.
- (26) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **242**, 1880; *J. Phys. et Radium*, 1956, **17**, 583.
L. DICK. — *Thèse Paris*, 1956.
- (27) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 1335.
- (28) ELLIOT, CHENG, HASKINS et KURBATOV. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 263.
- (29) D. ENGELKEIMER et L. B. MAGNUSSON. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1395.
- (30) D. ENGELKEIMER. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 135.
- (31) J. FISHER et J. MARSHALL. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1952, **23**, 417.

- (32) R. FOUCHER, L. DICK, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN. — *J. Phys. Radium*, 1956, **17**, 581.
- (33) M. FRILLEY, S. ROSENBLUM, M. VALADARÈS et G. BOUSSIÈRES. — *J. Phys. Radium*, 1954, **15**, 45; 1955, **16**, 378.
- (34) M. GOLDBABER et W. SUNYAR. — β and γ Ray Spectroscopy. K. Siegbahn, 1955, chapitre XVI.
- (35) R. L. GRAHAM et R. E. BELL. — *Can. Jour. Phys.*, 1953, **31**, 377.
- (36) L. HATCH, F. BOEHM, P. MARMIER et J. DU MOND. — *Phys. Rev.*, 1956, **104**, 745.
- (37) N. HEYDENBURG et G. TEMMER. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 150.
- (38) E. K. HYDE. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1221.
- (39) JAFFE, PASSELL, BROWNE et PERLMAN. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 147.
- (40) J. JENSEN et N. MAYER. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 1040.
- (41) A. E. JOHANSSON. — *Phys. Rev.*, 1954, **96**, 1075.
- (42) C. W. JOHNSTONE. — *Nucleonics*, janvier 1953.
- (43) P. F. A. KLINKENBERG. — *Rev. Mod. Phys.*, 1952, **24**, 62.
- (44) M. LANGEVIN. — *Thèse Annales de Physique*, 1956, **1**, 57.
- (45) I. LEWIS et F. WELLS. — *Millimicrosecond pulse technique*. Pergamon Press, 1954.
- (46) LU, KELLY et WIEDENBECK. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 139.
- (47) A. LUNDBY. — *Rev. Sci. Instrum.*, 1951, **22**, 334.
- (48) P. MARMIER et F. BOEHM. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 103.
- (49) R. E. MARSHAK. — *Phys. Rev.*, 1942, **61**, 431.
- (50) N. MARTY. — *C. R. Acad. Sci.*, 1955, **240**, 963.
- (51) F. MCGOWAN, E. KLEMA et P. R. BELL. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 152.
- (52) F. MCGOWAN et P. STELSON. — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1133.
- (53) J. MIHELICH, T. WARD et K. JACOB. — *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1285.
- (54) J. MIZE, M. BUNKER et J. STARNER. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 1390.
- (55) S. A. MOSZKOWSKI. — *Phys. Rev.*, 1953, **89**, 474.
- (56) T. D. NEWTON. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 490.
- (57) S. B. NILSSON. — *Danske Vidensk., Mat. Fys. Medd.*, 1955, **29**, n° 16.
- (58) P. H. ONG, J. VERSHOOR et P. BORN. — *Physica*, 1956, **22**, 465.
- (59) P. H. ONG. — *Thèse Amsterdam*, 1956.
- (60) W. PAYNE et M. GOODRICH. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 497.
- (61) I. PERLMAN, F. STEPHENS et F. ASARO. — *Phys. Rev.*, 1955, **98**, 262.
- (62) R. F. POST et L. I. SCHIFF. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1113.
- (63) M. ROSE et J. JACKSON. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1540.
- (64) M. ROSE. — β and γ Ray Spectroscopy. K. Siegbahn, 1955, chapitre XVI.
- (65) M. ROSS. — *Phys. Rev.*, 1952, **88**, 935.
- (66) A. RUSSEK. — *Phys. Rev.*, 1955, **99**, 834.
- (67) R. G. SACHS. — *Nuclear Theory*. Addison Wesley, Cambridge, 1953.
- (68) R. G. SACHS et N. AUSTERN. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 705.
- (69) L. A. SLIV. — *Zh. eksper. teor. Fiz. U.R.S.S.*, 1951, **21**, 77.
- (70) D. SPECK et F. JENKINS. — *Phys. Rev.*, 1956, **101**, 1831.
- (71) B. STECK. — *Z. Naturforschg.*, 1952, **7 a**, 401.
- (72) P. STOKER, M. HEERSHAP et P. H. ONG. — *Physica*, 1953, **19**, 433.
- (73) D. STROMINGER et J. O. RASMUSSEN. — *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 844.
- (74) J. TEILLAC, M. RIOU et P. DESNEIGES. — *C. R. Acad. Sci.*, 1953, **237**, 41.
- (75) W. VAN SCIVER et R. HOFSTADTER. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1181.

- (76) J. VARMA et C. E. MANDEVILLE. — *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 977.
 - (77) H. VARTAPETIAN, L. DICK, R. FOUCHER et N. PERRIN. — *J. Phys. Radium*, 1956, **17**, 537.
 - (78) H. VARTAPETIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **243**, 1512.
 - (79) H. VARTAPETIAN, L. DICK, R. FOUCHER et N. PERRIN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **242**, 103.
 - (80) H. VARTAPETIAN. — *C. R. Acad. Sci.*, 1957, **244**, 65.
 - (81) H. VARTAPETIAN et L. DICK. — *C. R. Acad. Sci.*, 1956, **242**, 1602.
 - (82) M. VERGNES et N. MARTY. — *J. Phys. Radium*, 1956, **17**, 908.
 - (83) A. P. VOLKOV. — *Phys. Rev.*, 1954, **94**, 1664.
 - (84) J. W. WEALE. — *Proc. Phys. Soc.*, A, 1955, 68.
 - (85) V. WEISSKOPF. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 1073.
 - (86) W. ZIJP, S. TOM et G. SIZOO. — *Physica*, 1954, **20**, 727.
-

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	I
CHAPITRE PREMIER. — <i>Généralités sur les probabilités de transition γ</i>	2
CHAPITRE II. — <i>Mesure des périodes par la méthode des coïncidences retardées</i>	8
CHAPITRE III. — <i>Description de l'appareillage utilisé</i>	16
CHAPITRE IV. — <i>Étude de quelques probabilités de transition γ</i>	28
CHAPITRE V. — <i>Discussion des résultats expérimentaux</i>	51
RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS	56
BIBLIOGRAPHIE	58

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les chambres à bulles.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 5 avril 1957.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH.

